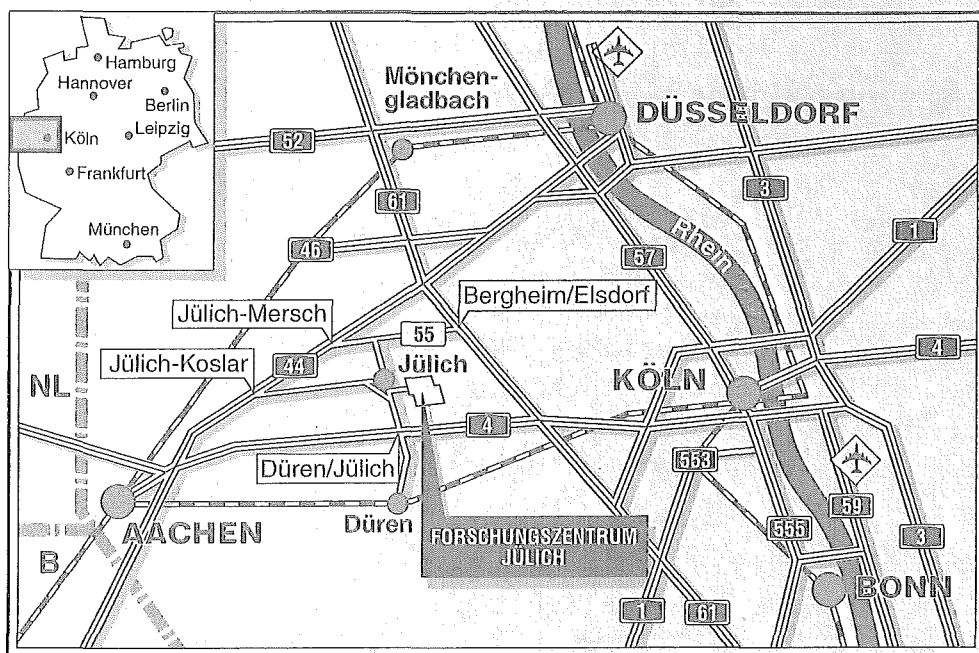


Institut für Festkörperforschung

Relaxation mechanischer Spannungen in dünnen Metallisierungsschichten

Ulrich Burges



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3112

ISSN 0944-2952

Institut für Festkörperforschung Jül-3112

D82 (Diss. RWTH Aachen)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek

D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-61 02 · Telefax: 02461/61-61 03 · Telex: 833556-70 kfa d

Relaxation mechanischer Spannungen in dünnen Metallisierungsschichten

Ulrich Burges

Abstract

A wafer curvature technique was used to measure the in-plane mechanical stresses in thin metal films and lines during thermal cycling and isothermal stress relaxation experiments. The evaluation procedure of the curvature data is explained in detail and has been tested with the help of passivated SiO_2 -lines in which the stresses can be calculated elastically. The comparison to elastic Finite-Element-Method results show excellent agreement. The used capacitive determination of the wafer curvature is especially suitable for stress relaxation measurements at constant temperature with high resolution in time (15s) and stress change ($< 1\text{MPa}$).

The main results are:

Blanket films of Au, Al and $\text{Al}(1\%)\text{Si}(0.5\%)\text{Cu}$ show very similar behaviour: The flow stress in tension and compression vary linearly with temperature and about inversely with film thickness. The logarithmic stress relaxation rate - i.e. the logarithmic derivation of the stress relaxation curve - shows the same dependence on temperature and film thickness. This behaviour can be described by a dislocation glide model including thermally activated overcome of obstacles at the film surface and at the interface. In AlSiCu -films hardening is observed by $\Theta\text{-Al}_2\text{Cu}$ -precipitates below 200°C .

In unpassivated AlSiCu -lines with aspect ratio near $a=1$ ($a=\text{thickness}/\text{width}$) a nearly uni-axial stress distribution in the direction parallel to the lines has been observed, because the stresses perpendicular to the lines are nearly zero. This is attributed to elastic stress relaxation due to the nearly free side surfaces and the free top surface.

Passivated AlSiCu -lines ($a \approx 1$) behave nearly completely elastically during thermal cycling, i.e. within the experimental errors neither relief of hydrostatic stress due to voiding nor of the shear stress has been observed. In agreement with the Eshelby theory the stress component parallel to the lines is larger than those perpendicular to the lines which should be equal. This indeed was shown by independent stress determination with X-ray diffractometry. The isothermal stress relaxation depends strongly on the temperature with a maximum relaxation at 250°C . The time and temperature dependence could be explained by stress induced void growth controlled by grain boundary diffusion. The maximum stress relaxation due to voids corresponds to a volume change in the AlSiCu -lines of 0.25% at 250°C after 96h.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	3
2.1	Spannungsmessung mit Hilfe der Wafer-Krümmungsmethode	3
2.2	Spannungen in kontinuierlichen Filmen	6
2.3	Spannungen in unpassivierten Leiterbahnen	7
2.4	Eshelby-Theorie für passivierte Leiterbahnen	8
2.5	Spannungsrelaxation in passivierten Bahnen	12
2.6	Mechanismen für plastische Verformung	16
2.7	Spannungsrelaxation durch Hohlraumbildung	19
3	Experiment	23
3.1	Proben	23
3.1.1	Durch Elektronenstrahlverdampfen hergestellte Al- und Au-Filme . .	23
3.1.2	Durch Aufstäuben hergestellte AlSiCu-Filme	26
3.2	Meßprinzip und Apparaturaufbau	31
4	Meßergebnisse: Kontinuierliche Filme	34
4.1	Thermisches Zyklieren	34
4.1.1	Al-Filme	34
4.1.2	AlSiCu-Filme	36
4.1.3	Au-Filme	43
4.2	Isotherme Spannungsrelaxation	45
4.3	Diskussion der Ergebnisse kontinuierlicher Filme	50
5	Meßergebnisse: Unpassivierte AlSiCu-Bahnen	52
5.1	Auswerteverfahren bei unpassivierten Leiterbahnen	52
5.2	Thermisches Zyklieren	53
5.3	Isotherme Spannungsrelaxation	56
5.4	Diskussion der Meßergebnisse	59
6	Meßergebnisse: Passivierte Leiterbahnen	61
6.1	Auswerteverfahren bei passivierten Leiterbahnen	61
6.1.1	Auswerteverfahren	61
6.1.2	Verifizierung der Auswertemethode	66

6.2	Thermisches Zyklieren	69
6.3	Isotherme Spannungsrelaxation	73
6.4	Diskussion der Ergebnisse	77
7	Zusammenfassung	82
A	In der Eshelby-Theorie verwendete Tensoren	85

Abbildungsverzeichnis

1.1	Schematische Darstellung der Metallisierungsschichten eines modernen Bauelementes im Querschnitt.	2
2.1	Schematische Darstellung eines Ausschnittes einer aus passivierten parallelen Leiterbahnen bestehenden Probe im Querschnitt.	4
2.2	Schematische Darstellung des Querschnitts der in einer unpassivierten Leiterbahn auftretenden Verformungen und Spannungen	7
2.3	Schematische Darstellung der bei einer Temperaturabsenkung auftretenden Verschiebungen in senkrechter Richtung in einer eingekapselten, sich elastisch verhaltenden Leiterbahn im Querschnitt.	9
2.4	Mit Hilfe der Eshelby-Theorie berechnete Spannungen in Al-Leiterbahnen in allen drei Richtungen als Funktion des Aspektverhältnisses.	11
2.5	Theoretisch berechneter Temperatur-Verlauf der Scherspannungen in passivierten Al-Leiterbahnen.	13
2.6	Theoretisch berechneter Spannungs-Temperatur-Verlauf passivierter Al-Leiterbahnen.	13
2.7	Theoretisch berechneter Temperatur-Verlauf der hydrostatischen Spannung passivierter Al-Leiterbahnen.	14
2.8	Schematische Darstellung der bei einer Temperaturabsenkung auftretenden Verschiebungen in senkrechter Richtung in einer eingekapselten Leiterbahn im Querschnitt. Die Eigendehnung in der Bahn wird teilweise durch Hohlraum-bildung relaxiert.	14
2.9	Schematische Darstellung des Gleitprozesses einer Versetzungsschleife durch ein Korn.	17
2.10	Schematische Darstellung der Energie U eines Hindernisses der Breite a als Funktion des Ortes.	18
2.11	Schematische Darstellung der in einem Relaxationsexperiment auftretenden Dehnungen als Funktion der Zeit.	19
2.12	Die drei Phasen des Hohlraumwachstums.	22
3.1	Schematische Aufsicht der Filmseite mit der Einspannung.	26
3.2	Schematische Aufsicht der Probenrückseite mit dem Pt-Temperaturmeßwiderstand.	26
3.3	Rasterelektronenmikroskopaufnahme der Probe Au12.	27
3.4	Rasterelektronenmikroskopaufnahme der Probe 73s17 im Querschnitt.	28

3.5	Rasterelektronenmikroskopaufnahme der Probe 63s18.	29
3.6	Rasterelektronenmikroskopaufnahme der Probe 73s03.	30
3.7	Schematische Darstellung des Meßprinzips.	31
3.8	Optisch bestimmte Krümmungen als Funktion der Kapazität sowie die an diese Daten angepaßte Polynomfunktion.	32
3.9	Aufgetragen ist der Spannungsverlauf des kontinuierlichen SiN_x -Films mit der Zeit beim erstmaligen Aufheizen auf 450°C und bei der anschließender Temperung über 16h bei 450°C	32
4.1	Spannungsverlauf der Al-Probe Al10-1 im 13./14. Zyklus und der Probe Al10-2 im 4.Zyklus. Beide Proben sind $1\mu\text{m}$ dick.	35
4.2	Temperaturverlauf des Regelwiderstandes Pt100 und einer "Dummy"-Probe.	36
4.3	Spannungs-Temperatur-Verlauf der Probe 44s06 ($d^{\text{SiO}_2} = 0,8\mu\text{m}$).	36
4.4	Spannungs-Temperatur-Verlauf der Proben 44s07-1 und 44s07-2 sowie eine numerische Anpassung an die Kurven. Die Ti/TiN-Schicht ist $0,12\mu\text{m}$ dick.	37
4.5	Spannung-Temperatur-Verlauf der Probe 62s22, $0,8\mu\text{m}$ SiN_x , sowie der Verlauf der numerisch angepaßten Spannung.	37
4.6	Darstellung der Auswertung passivierter, kontinuierlicher Filme.	38
4.7	Spannungsverlauf der AlSiCu-Proben 63s25 ($d^{\text{Al}} = 0,8\mu\text{m}$, passiviert) und 63s03 ($d^{\text{Al}} = 0,8\mu\text{m}$, unpassiviert) im 4. Zyklus als Funktion der Temperatur.	38
4.8	Spannungsverlauf der AlSiCu-Probe 62s23 ($d^{\text{Al}} = 3,2\mu\text{m}$) als Funktion der Temperatur.	39
4.9	Spannungsverlauf der AlSiCu-Probe 62s12 ($d^{\text{Al}} = 1,6\mu\text{m}$) als Funktion der Temperatur.	39
4.10	Spannungsverlauf der AlSiCu-Probe 62s25 ($d^{\text{Al}} = 0,2\mu\text{m}$) als Funktion der Temperatur.	40
4.11	Doppellogarithmische Darstellung der Fließspannung der Al- und AlSiCu-Filme als Funktion der Filmdicke.	41
4.12	Doppellogarithmische Darstellung von Fließspannungsdaten aus Publikationen von Al- und Al-Legierungs-Filme als Funktion der Filmdicke.	41
4.13	Spannungsverlauf der AlSiCu-Proben 63s03 ($d^{\text{Al}} = 0,8\mu\text{m}$) und 73s03 ($d^{\text{Al}} = 0,8\mu\text{m}$, Ti/TiN-Unterlage) im 4.Zyklus als Funktion der Temperatur.	42
4.14	Spannungsverlauf der Proben 63s03 ($d^{\text{Al}} = 0,8\mu\text{m}$ AlSiCu) und Al10-2 ($d^{\text{Al}} = 1\mu\text{m}$ Al) im 4. Zyklus als Funktion der Temperatur.	42
4.15	Spannungsverlauf der Goldprobe Au12 ($d^{\text{Au}} = 1,2\mu\text{m}$) im 4. Zyklus als Funktion der Temperatur.	43
4.16	Spannungsverlauf der Goldprobe Au30 ($d^{\text{Au}} = 3,0\mu\text{m}$) im 4. Zyklus als Funktion der Temperatur.	43
4.17	Spannungsverlauf der Goldprobe Au10 ($d^{\text{Au}} = 1,0\mu\text{m}$) im 4. Zyklus als Funktion der Temperatur.	44
4.18	Spannungsverlauf der Goldprobe Au06 ($d^{\text{Au}} = 0,6\mu\text{m}$) im 4. Zyklus als Funktion der Temperatur.	44

4.19	Doppellogarithmischen Darstellung der Fließspannung der Au-Filme als Funktion der Filmdicke unter Zug und unter Druck.	45
4.20	Relaxationsisothermen der Probe Al10-1 ($d^{Al} = 1\mu m$) bei verschiedenen Temperaturen.	46
4.21	Relaxationsisothermen der Au-Probe Au12 ($d^{Au} = 1,2\mu m$) bei verschiedenen Temperaturen.	46
4.22	Relaxationsisothermen der AlSiCu-Probe 63s03 ($d^{Al} = 0,8\mu m$) bei verschiedenen Temperaturen.	47
4.23	Relaxationsisothermen der AlSiCu-Probe 62s23 ($3,2\mu m$) bei verschiedenen Temperaturen.	47
4.24	Relaxationsisothermen der AlSiCu-Probe 62s11 ($d^{Al} = 1,6\mu m$) bei verschiedenen Temperaturen.	47
4.25	Relaxationsisothermen der Au-Probe Au30 ($d^{Au} = 3\mu m$) bei verschiedenen Temperaturen.	48
4.26	Relaxationsisothermen der Au-Probe Au06 ($d^{Au} = 0,6\mu m$) bei verschiedenen Temperaturen.	48
4.27	Typische Relaxationsisothermen sowie die Anpassungen durch das log. Relaxationsgesetz.	48
4.28	Typische Relaxationsisothermen sowie deren Anpassungen durch das log. Relaxationsgesetz.	48
4.29	Isotherme Relaxationsrate $\hat{\sigma}$ der Al- und AlSiCu-Filme als Funktion der Temperatur.	49
4.30	Isotherme Relaxationsrate $\hat{\sigma}$ der Au-Filme als Funktion der Temperatur. . .	49
4.31	Isotherme Relaxationsrate $\hat{\sigma}$ der Al- und AlSiCu-Filme als Funktion der Filmdicke bei $210^{\circ}C$	49
4.32	Isotherme Relaxationsrate $\hat{\sigma}$ der Au-Filme als Funktion der Filmdicke bei $210^{\circ}C$. .	49
5.1	$\bar{\sigma} \cdot \tilde{d}$ -Beiträge der einzelnen Schichten der Probe 63s06 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 0,75\mu m$) im 9. Zyklus.	54
5.2	Spannungsverlauf der AlSiCu-Bahn 63s06 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 0,75\mu m$). . .	54
5.3	Spannungsverlauf der AlSiCu-Bahnen 63s04 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 0,75\mu m$, Temp. vor der Str.) und 63s06 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 0,75\mu m$, Temp. nach der Str.) in senkrechter und paralleler Richtung als Funktion der Temperatur. . .	55
5.4	Spannungsverlauf der AlSiCu-Bahnen mit Ti/TiN-Unterlage 73s04 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 1\mu m$, Temp. vor der Str.) und 73s08 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 1\mu m$, Temp. nach der Str.) in senkrechter und paralleler Richtung als Funktion der Temperatur.	55
5.5	Relaxationsisothermen der Probe 63s06, $d^{Al} = 0,8\mu m$ und $b^{Al} = 0,75\mu m$, in paralleler Richtung bei verschiedenen Temperaturen.	57
5.6	Relaxationsisothermen der Probe 63s06, $d^{Al} = 0,8\mu m$ und $b^{Al} = 0,75\mu m$, in senkrechter Richtung bei verschiedenen Temperaturen.	57
5.7	Relaxationsisothermen der Probe 63s04, $d^{Al} = 0,8\mu m$ und $b^{Al} = 0,75\mu m$, in paralleler Richtung bei verschiedenen Temperaturen.	57

5.8	Relaxationsisothermen der Probe 63s04, $d^{Al} = 0,8\mu m$ und $b^{Al} = 0,75\mu m$, in senkrechter Richtung bei verschiedenen Temperaturen.	57
5.9	Relaxationsisothermen der Probe 73s08, $d^{Al} = 0,8\mu m$ und $b^{Al} = 1\mu m$, in paralleler Richtung bei verschiedenen Temperaturen.	58
5.10	Relaxationsisothermen der Probe 73s08, $d^{Al} = 0,8\mu m$ und $b^{Al} = 1\mu m$, in senkrechter Richtung bei verschiedenen Temperaturen.	58
5.11	Eine typische Relaxationsisotherme sowie die Anpassung mit Hilfe des log. Relaxationsgesetzes.	58
5.12	Isotherme "Relaxationsrate" $\hat{\sigma}$ der unpassivierten Leiterbahnen als Funktion der Temperatur.	58
6.1	Mit Hilfe der FEM elastisch berechnete Spannungsverteilung in paralleler Richtung bei einer Temperaturänderung von $-200^\circ C$	63
6.2	Mit Hilfe der FEM elastisch berechnete Spannungsverteilung in senkrechter Richtung bei einer Temperaturänderung von $-200^\circ C$	64
6.3	Mit Hilfe der FEM elastisch berechnete Spannungsverteilung in z-Richtung bei einer Temperaturänderung von $-200^\circ C$	65
6.4	Verlauf der gemessenen Filmspannungen der Probe 44s03 ($d^{SiO_2-Bahn} = 0,8\mu m$, $b^{SiO_2-Bahn} = 0,8\mu m$, $d^{SiN_x} = 0,8\mu m$, $d^{SiO_2} = 0,2\mu m$).	66
6.5	Isotherme Relaxationskurven der Gesamtspannungen der passivierten SiO_2 -Bahnen in paralleler Richtung.	67
6.6	Isotherme Relaxationskurven der Gesamtspannungen der passivierten SiO_2 -Bahnen in senkrechter Richtung.	67
6.7	$\bar{\sigma} \cdot \tilde{d}$ der einzelnen Schichten der Probe 73s17 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 1,0\mu m$).	69
6.8	Spannungsverlauf der Probe 73s17 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 1,0\mu m$, Temp. vor der Strukturierung) als Funktion der Temperatur.	70
6.9	Spannungsverlauf der Probe 73s18 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 1,0\mu m$, Temp. nach der Strukturierung) als Funktion der Temperatur.	70
6.10	Spannungsverlauf der Probe 63s12 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 0,75\mu m$, Temp. vor der Strukturierung) als Funktion der Temperatur.	71
6.11	Spannungsverlauf der Probe 63s18 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 0,75\mu m$, Temp. nach der Strukturierung) als Funktion der Temperatur.	71
6.12	Relaxationsisothermen der Probe 73s17 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 1\mu m$, Temp. vor der Strukturierung) bei verschiedenen Temperaturen.	73
6.13	Relaxationsisothermen der Probe 73s18 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 1\mu m$, Temp. nach der Strukturierung) bei verschiedenen Temperaturen.	74
6.14	Relaxationsisothermen der Probe 63s18 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 0,75\mu m$, Temp. nach der Strukturierung) Richtung bei verschiedenen Temperaturen.	74
6.15	Gemessene Relaxationsisotherme sowie die zwei Anpassungsschritte an die Meßdaten.	75
6.16	Arrhenius-Darstellung der gemessenen Zeitkonstanten τ_1	75

Tabellenverzeichnis

2.1	In den FEM-Berechnungen und in der Eshelby-Theorie passivierter Leiterbahnen verwendete Materialparameter.	16
3.1	Auflistung aller Hilfsproben	23
3.2	Tabelle der untersuchten kontinuierlichen Filme einschließlich der Schichtdicken und mittleren Korngrößen.	24
3.3	Tabelle der strukturierten Proben mit allen geometrischen Angaben sowie den mittleren Korngrößen.	24
3.4	Tabelle der strukturierten und mit SiN _x passivierten Proben mit allen geometrischen Angaben sowie den mittleren Korngrößen.	25
6.1	Auflistung der Ergebnisse der Messungen und theor. Berechnungen der Spannungen in passivierten Leiterbahnen bei RT(= 20°C).	72
6.2	Auflistung der durch Anpassung des exponentiellen Zeitgesetzes bestimmten Parameter.	76
6.3	Auflistung der theoretisch berechneten und der gemessenen (über alle Proben gemittelten) Zeitkonstanten τ_1	76
6.4	Eine Auflistung von aus Veröffentlichungen entnommenden Spannungen bei RT in passivierten Leiterbahnen in paralleler, senkrechter und in z-Richtung.	80
6.5	Abschätzungen der Hohlraumbildung während der isothermen Relaxation in 96h für drei verschiedene Annahmen für die Relaxation in z-Richtung.	81

Kapitel 1

Einleitung

Die Weiterentwicklung mikroelektronischer Bauelemente führt nicht nur zu einer weiter fortschreitenden Miniaturisierung der Leiterbahnen, sondern auch zur Anordnung mehrerer Metallisierungsschichten übereinander, siehe auch Abb. 1.1. Die schmalsten heute produzierten Leiterbahnen sind nur noch etwa $0,35\mu\text{m}$ breit. Je nach Verwendung der meist aus Aluminium oder Al-Legierungen bestehenden Metallisierungen werden ganz unterschiedliche Anforderungen an die Metalle gestellt. Dabei spielen mechanische Spannungen eine immer wichtiger werdende Rolle. Insbesondere die bei der Herstellung oder auch im Betrieb auftretenden Temperaturänderungen führen aufgrund der unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten des Metalls und der Unterlage bzw. der Bedeckung (Passivation, Dielektrikum) zu hohen Spannungen in den Leiterbahnen. Durch verschiedene Mechanismen, z. B. plastische Verformung, Bruch sowie die Entstehung und das Wachstum von Hügeln oder Hohlräumen, werden die hohen Spannungen in den Metallisierungsschichten teilweise abgebaut. Einige dieser Mechanismen sind besonders unerwünscht, da sie wie z. B. das Hohlraumwachstum oder die Rißbildung im Extremfall zur Zerstörung von Leiterbahnen und damit zum Ausfall des Bauelements führen können.

In den bisherigen Arbeiten wurden die Spannung als Funktion der Temperatur und der Spannungsabbau bei konstanter Temperatur überwiegend in kontinuierlichen Filmen (d. h. unstrukturierten Filmen) untersucht. Die der beobachteten Spannungsrelaxation zugrunde liegenden Prozesse sind weitgehend verstanden (siehe z. B. [13, 43, 44, 45, 23]). Dagegen gibt es über die mikroskopischen Vorgänge beim Abbau der mechanischen Spannungen in aus mehreren Schichten aufgebauten und strukturierten Metallfilmen bisher wenig gesicherte Erkenntnisse. Als Meßmethode wurde bisher insbesondere die Röntgendiffraktometrie verwendet. Sie ist sehr zeitaufwendig und mit hohen Meßfehlern behaftet, so daß z. B. Relaxationsmessungen in der Regel, insbesondere bei kleinen Zeiten, nicht möglich sind.

Ziel dieser Arbeit war es daher, zum einen die bei den kontinuierlichen, dünnen Filmen angewendete Spannungsermittlung aus Wafer-Krümmungsdaten als alternative Methode für mehrschichtige, strukturierte Filme weiterzuentwickeln, da sie die Messung von Spannungsänderungen mit sehr hoher Auflösung und auch bei kleinen Meßzeiten ermöglicht. Zum zweiten sollten mit dieser Methode die thermisch induzierten mechanischen Spannungen und deren Relaxation in kontinuierlichen AlSiCu-Filmen, in passivierten kontinuierlichen AlSiCu-Filmen, in unpassivierten AlSiCu-Leiterbahnen und in passivierten AlSiCu-Leiterbahnen sy-

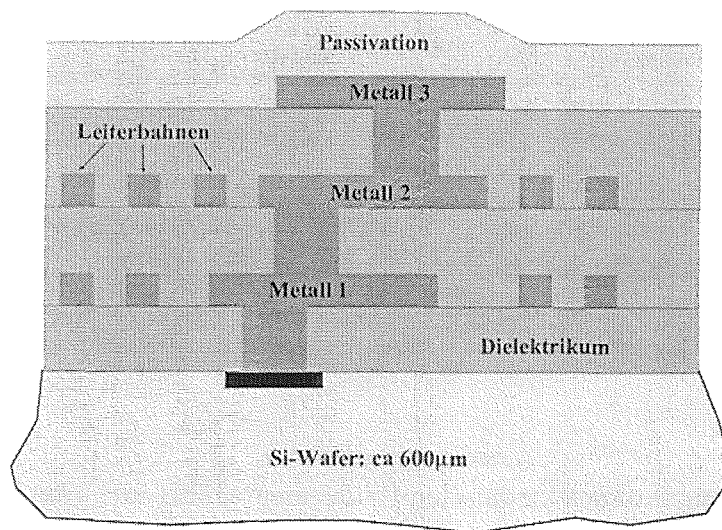


Abbildung 1.1: Schematische Darstellung der Metallisierungsschichten eines modernen Bauelementes im Querschnitt. Die einzelnen Metallschichten und Leiterbahnen haben eine Dicke von etwa $1\mu\text{m}$ oder noch weniger, der Si-Wafer ist etwa $600\mu\text{m}$ dick.

stematisch untersucht werden. Von besonderen Interesse war dabei das Herausarbeiten von Unterschieden und Gemeinsamkeiten des Spannungsabbaus und der dafür verantwortlichen Prozesse in den geometrisch so verschiedenen Proben. Mit Hilfe von Untersuchungen an reinen Goldfilmen sollte außerdem untersucht werden, ob sich die bisherigen Erkenntnisse über die Spannungsrelaxation im Aluminium auf andere Metalle verallgemeinern lassen.

Im ersten Teil der Arbeit wird die Berechnung von Spannungen in strukturierten, passivierten Filmen (insbesondere in passivierten Leiterbahnen) aus Wafer-Krümmungsdaten dargelegt. Im zweiten Teil folgt eine Beschreibung der Meßapparatur und die Charakterisierung der Proben. In den Kapiteln 4,5 und 6 werden die experimentellen Ergebnisse für die kontinuierlichen Filmen, die unpassivierten Leiterbahnen und die passivierten Leiterbahnen nach Kapiteln getrennt vorgestellt und diskutiert. Zu Beginn jedes dieser drei Kapitel wird die Auswertung anhand jeweils einer typischen Probe (kont. Film, unpassivierte Leiterbahn und passivierte Leiterbahn) exemplarisch erläutert.

Kapitel 2

Grundlagen der Spannungsmessung und der Spannungsrelaxation

Im folgenden wird zuerst die Spannungsmessung mit Hilfe der Wafer-Krümmungsmethode vorgestellt. Anschließend werden die unterschiedlichen Spannungszustände in den verschiedenen Filmsystemen (kontinuierliche Filme, Leiterbahnen und passivierte Leiterbahnen) diskutiert. Im letzten Teilabschnitt wird näher auf Verformungsmechanismen in Metallschichten eingegangen.

2.1 Spannungsmessung mit Hilfe der Wafer-Krümmungsmethode

Ausgehend von einer bei der Temperatur T_0 spannungsfreien Schicht i auf einem Substrat S führt eine Temperaturänderung nach T_1 wegen des unterschiedlichen thermischen Ausdehnungskoeffizienten, α^i , gegenüber dem des Substrates, α^S , zu thermisch induzierten Dehnungen in der Schicht i (z. B. die Passivation oder die Metallschicht):

$$\epsilon_{th}^i = \int_{T_0}^{T_1} (\alpha^S(T) - \alpha^i(T)) dT , \quad (2.1)$$

wobei die Dicke des Substrates, d^S , viel größer als die der Schicht i , d^i , ist: $d^S \gg d^i$. Die thermisch induzierte Dehnung, ϵ_{th}^i , wird z. B. von der Passivation meistens vollständig als elastische Dehnung, von einer Metallschicht dagegen als elastische Dehnung und auch durch plastisches Fließen aufgenommen. Letzteres ist im Gegensatz zur elastischen Verformung ein irreversibler Prozeß. Deshalb setzt sich ϵ_{th}^{Metall} aus einem elastischen, ϵ^{Metall} , und einem plastischen Anteil, ϵ_{pl}^{Metall} , zusammen:

$$\epsilon_{th}^{Metall} = \epsilon^{Metall} + \epsilon_{pl}^{Metall} . \quad (2.2)$$

Nur die elastische Dehnung ist über das Hooksche Gesetz,

$$\sigma_{ij}^{Metall} = c_{ijkl}^{Metall} \cdot \epsilon_{kl}^{Metall} , \quad (2.3)$$

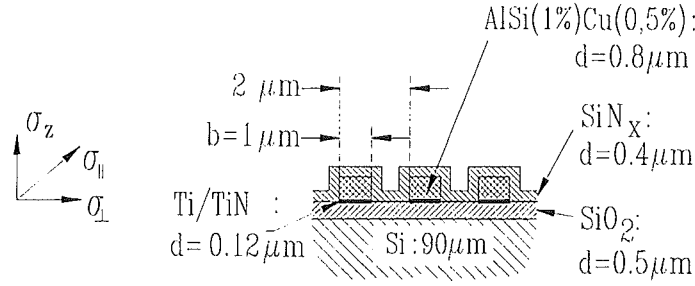


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines Ausschnittes einer aus passivierten parallelen Leiterbahnen bestehenden Probe im Querschnitt.

mit der Spannung in der Metallschicht verknüpft, wobei c_{ijkl}^{Metall} der Tensor der elastischen Konstanten des Metalls ist.

In dieser Arbeit wurden als komplexeste Proben gleichmäßig über den gesamten oxidierten Si-Wafer angeordnete, passivierte parallele Leiterbahnen untersucht. In der Abb. 2.1 ist der Ausschnitt einer solchen Struktur im Querschnitt schematisch dargestellt. Die dort gezeigten Spannungen $\sigma_{||}$, σ_{\perp} und σ_z sind die drei Diagonalelemente des auf Hauptachsen transformierten Spannungstensors der Kristalle der Leiterbahnen. Aus Symmetriegründen liegen diese Hauptachsen in Richtung parallel zur Leiterbahn (Index $||$), senkrecht zur Leiterbahn in der Filmebene (Index \perp) sowie senkrecht zur Bahn in Richtung der Filmnormalen (z -Richtung). In der Regel sind die Spannungen in den drei Richtungen verschieden.

Im polykristallinen Material gibt das sogenannte von Mises-Kriterium an, wann plastische Dehnung auftritt: Überschreitet der folgendermaßen definierte Mittelwert der Scherspannungen, $\sigma_{vM}^{\text{Metall}}$,

$$\sigma_{vM}^{\text{Metall}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{(\sigma_{||}^{\text{Metall}} - \sigma_{\perp}^{\text{Metall}})^2 + (\sigma_{||}^{\text{Metall}} - \sigma_z^{\text{Metall}})^2 + (\sigma_{\perp}^{\text{Metall}} - \sigma_z^{\text{Metall}})^2} \leq \sigma_F^{\text{Metall}}, \quad (2.4)$$

den Materialparameter σ_F^{Metall} , so wird ein Teil der induzierten Dehnung instantan in plastische Dehnung umgewandelt, so daß Gl. 2.4 erfüllt bleibt. Der Materialparameter σ_F^{Metall} wird Fließspannung genannt.

Zur Ermittlung der Spannungen mit Hilfe der Wafer-Krümmungsmethode werden über den gesamten Probenbereich gleichmäßig angeordnete Schichten benötigt. Im Falle kontinuierlicher Schichten, d. h. die Schichten sind nicht strukturiert, müssen die einzelnen Schichten den gesamten Probenbereich bedecken. Sind einzelne Schichten strukturiert, so müssen diese Schichten in periodischen Strukturen ebenfalls den gesamten Probenbereich bedecken.

Die Spannungen in der Filmebene, $\sigma_{||}$ und σ_{\perp} , üben, perfekte Haftung auf dem Substrat vorausgesetzt, Kräfte auf das Substrat aus. Aufgrund des zwischen Filmsystem und Substrat herrschenden Kräfte- und Momentengleichgewicht reagiert das Substrat und der Schichtverbund (Substrat/Filmsystem) verbiegt sich. Die Spannung σ_z (in Richtung der Filmnormalen) verursacht keine Verbiegung.

Die Krümmungen sind, da sie eine Reaktion auf die Filmspannungen sind, parallel und senkrecht zu den Leiterbahnen i. a. unterschiedlich, $\rho_{\parallel} \neq \rho_{\perp}$. Ist die effektive Dicke des Filmsystems, $\tilde{d}^{Film} = V^{Film}/A$ (sie ist definiert als der Quotient aus dem Volumen des Filmsystems, V^{Film} , und der vom Film bedeckten Substratoberfläche, A), klein gegenüber der Dicke des Substrates, d^S , dann ist das Volumenintegral der Spannung in \parallel - bzw. \perp -Richtung dividiert durch die Substratoberfläche A gegeben durch [1]:

$$\bar{\sigma}_{\parallel,\perp} \cdot \tilde{d}^{Film} = \frac{1}{A} \int_{V^{Film}} \sigma_{\parallel,\perp} dV = \frac{(d^S)^2 \cdot E^S}{6} \left(\frac{\rho_{\parallel,\perp}}{(1 - (\nu^S)^2)} + \frac{\nu^S \cdot \rho_{\perp,\parallel}}{(1 - (\nu^S)^2)} \right), \quad (2.5)$$

wobei E^S der Elastizitäts-Modul und ν^S die Querkontraktionszahl des Substrates und $\bar{\sigma}_{\parallel,\perp}$ die mittleren Spannungen des Filmsystems, $\bar{\sigma}_{\parallel,\perp} = (1/V^{Film}) \cdot \int_{V^{Film}} \sigma_{\parallel,\perp} dV$, sind. Gl. 2.5 gilt allerdings nur für eine reine Balkengeometrie, die jedoch bei den in dieser Arbeit verwendeten Balkenproben von 2,5cm Länge, 0,6cm Breite und ca. 90 μ m Dicke gegeben ist [2]. Für den Fall gleicher Krümmungen, $\rho = \rho_{\perp} = \rho_{\parallel}$, reduziert sich Gl. 2.5 zur bekannten Stoney-Gleichung [3, 4]:

$$\bar{\sigma}_{\parallel,\perp} \cdot \tilde{d}^{Film} = \bar{\sigma} \cdot \tilde{d}^{Film} = \frac{(d^S)^2 \cdot E^S}{6(1 - \nu^S)} \rho. \quad (2.6)$$

Die gemessene Größe $\bar{\sigma}_{\parallel,\perp} \cdot \tilde{d}^{Film}$ des aus n Schichten bestehenden Filmsystems kann in die Summe der Volumenintegrale über die Spannungen, $\sigma_{\parallel,\perp}^i$, der einzelnen Schichten i aufgespalten werden [5, 6]:

$$\frac{1}{A} \int_{V^{Film}} \sigma_{\parallel,\perp} dV = \frac{1}{A} \cdot \sum_{i=1}^n \left(\int_{V_i} \sigma_{\parallel,\perp}^i dV \right), \quad (2.7)$$

oder ausgedrückt in Termen der mittleren Spannungen in den einzelnen Schichten, $\bar{\sigma}_{\parallel,\perp}^i$, multipliziert mit der jeweiligen effektiven Dicke:

$$\bar{\sigma}_{\parallel,\perp} \cdot \tilde{d}^{Film} = \sum_{i=1}^n \bar{\sigma}_{\parallel,\perp}^i \cdot \tilde{d}^i, \quad \tilde{d}^{Film} = \sum_{i=1}^n \tilde{d}^i. \quad (2.8)$$

In z -Richtung dagegen ist die mittlere Spannung des Filmsystems gleich Null, da in dieser Richtung die Oberfläche des Filmsystems durch das Substrat nicht an einer Verformung gehindert wird:

$$\bar{\sigma}_z \cdot \tilde{d}^{Film} = \sum_{i=1}^n \bar{\sigma}_z^i \cdot \tilde{d}^i = 0. \quad (2.9)$$

Die Gl. 2.9 zeigt aber auch, daß einzelne Schichten i sehr wohl Spannungen in z -Richtung aufweisen können. Dies tritt dann auf, wenn Schichten untereinander Zwang aufeinander ausüben können. Die Summe der Produkte aus den mittleren Spannungen und effektiven Dicken der einzelnen Schichten ist jedoch Null.

Bildet sich z. B. an der Grenzfläche zwischen zwei Schichten eine Reaktionsschicht mit anderem Volumen oder wächst eine Schicht zunächst epitaktisch verzerrt auf, so kann diesen Gegebenheiten durch Einführen einer weiteren Schicht (der Reaktionsschicht bzw. des durch das epitaktische Wachstum beeinflussten Bereichs) in der Gl. 2.8 Rechnung getragen werden.

Im allgemeinen sind solche Grenzschichten nur wenige Monolagen dick. Da in die Auswertung das Produkt aus Schichtspannung und Schichtdicke eingeht, kann in diesem Fall, selbst bei Spannungen im GPa-Bereich, der Beitrag der Grenzschichten vernachlässigt werden bzw. er geht als systematischer Fehler in die aus den Meßdaten berechnete Filmspannung ein.

Die Spannungsberechnung aus Wafer-Krümmungsdaten nach Gl. 2.5 und Gl. 2.8 wird auch von anderen Arbeitsgruppen angewandt [7, 18]. Zusätzlich nimmt die Arbeitsgruppe um P. Ho [7] eine weitere Gleichung basierend auf den mittleren Dehnungen in den Leiterbahnen und der sie umgebenden Passivation an. Durch Verwendung der Dehnungsgleichung sowie der weiteren Annahme von elastischem Verhalten des Films in gewissen Temperaturbereichen finden sie iterativ eine Lösung auch für die z-Richtung. Eshelby hat jedoch bereits 1957 [24, 25] für qualitativ den Leiterbahnen vergleichbaren Strukturen analytisch nachgewiesen, daß die von P. Ho et. al. verwendete Dehnungsgleichung nur an der Grenzfläche zwischen Leiterbahn und Passivation und deshalb nicht für die mittleren Dehnungen gilt. Tatsächlich nimmt der Betrag der Dehnung in der Passivation mit der Entfernung von der Grenzfläche stark ab. Berechnungen mit Hilfe der Methode der Finiten Elemente (FEM) an Leiterbahnstrukturen, wie sie in dieser Arbeit und auch von der Arbeitsgruppe um P. Ho verwendet werden, bestätigen die Vorhersagen der Eshelby-Theorie auch unter Berücksichtigung der komplizierten Filmstruktur. Eine Übertragung der nur an der Grenzfläche Leiterbahn/Passivation geltenden Dehnungsgleichung auf die mittleren Dehnungen, wie es von P. Ho et. al. praktiziert wird [7], ist demnach nicht zulässig.

2.2 Spannungen in kontinuierlichen Filmen

Bei kontinuierlichen Filmsystemen, d. h. keine der einzelnen Schichten ist strukturiert, liegt, falls sich Schichten und Substrat isotrop in der Filmebene verhalten, in jeder Schicht ein equibiaxialer Spannungszustand vor, d. h.: $\bar{\sigma}_{\parallel}^i = \bar{\sigma}_{\perp}^i = \bar{\sigma}^i$. Die effektiven Dicken kontinuierlicher Schichten sind außerdem gleich der geometrischen Schichtdicke: $\tilde{d}^i = d^i$.

Die in dieser Arbeit untersuchten kontinuierlichen Filme bestanden i. a. aus einer SiO₂-Isolationsschicht und einer darauf befindlichen Metallschicht sowie in einigen Fällen aus einer SiN_x-Deckschicht (Passivation). Temperaturerniedrigungen führen bei Verwendung von Si-Substraten wegen $\alpha^{\text{SiN}_x}(\text{RT}) = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$, $\alpha^{\text{SiO}_2}(\text{RT}) = 0,55 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1} < \alpha^{\text{Si}}(\text{RT}) = 3,75 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ [19, 20] zu Druckspannungen in den keramischen Schichten SiO₂ und SiN_x. Dagegen entstehen in den Metallschichten wegen $\alpha^{\text{Metall}} > \alpha^{\text{Si}}$ Zugspannungen. Per Definition sind Spannung und Dehnung im Druckbereich negativ.

Eine Temperaturabsenkung von $\Delta T = -400 \text{K}$ führt bei den in dieser Arbeit untersuchten Al-Schichten ($\alpha^{\text{Al}}(\text{RT}) = 25 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ [22]) und Au-Schichten ($\alpha^{\text{Au}}(\text{RT}) = 15,2 \cdot 10^{-6} \text{K}^{-1}$ [22]), zu Dehnungen von $\epsilon_{\text{th}}^{\text{Al}} = 0,0085$ bzw. $\epsilon_{\text{th}}^{\text{Au}} = 0,0046$ und in den SiO₂- und SiN_x-Schichten zu Dehnungen von $\epsilon_{\text{th}}^{\text{SiO}_2} = -0,00128$ bzw. $\epsilon_{\text{th}}^{\text{SiN}_x} = -0,00086$. Die SiO₂- und die SiN_x-Schichten zeigen im untersuchten Temperaturbereich von -200°C bis $+460^\circ\text{C}$ ein rein elastisches Verhalten, d. h. die thermisch induzierten Dehnungen werden von den beiden Schichten vollständig als elastische Dehnung aufgenommen. Im Gegensatz zu den keramischen Schichten nimmt der Metallfilm die thermisch induzierte Dehnung nicht nur als elasti-

sche, sondern z. T. auch als plastische Dehnung auf. Das von Mises-Kriterium, Gl. 2.4, für das Auftreten der plastischen Dehnung lautet im Fall kontinuierlicher Filme:

$$\bar{\sigma}^{\text{Metall}} \leq \sigma_F^{\text{Metall}} \quad (2.10)$$

2.3 Spannungen in unpassivierten Leiterbahnen

In unpassivierten Leiterbahnen liegt auch ein biaxialer Spannungszustand vor, d. h. $\bar{\sigma}_z^{\text{Metall}} = 0$. Die Spannungen in Richtung senkrecht zu den Bahnen, $\bar{\sigma}_\perp^{\text{Metall}}$, sind jedoch i. a. kleiner als die in paralleler Richtung, $\bar{\sigma}_\parallel^{\text{Metall}}$. Der Grund für die im Vergleich zu den parallelen Spannung kleineren senkrechten Spannungen werden im folgenden mit Hilfe der Abb. 2.2 erläutert. Im Teil a.) der Abbildung ist schematisch dargestellt, wie sich eine hypothetisch freie Leiterbahn (d. h. sie haftet nicht auf dem Substrat) bei einer Temperaturerniedrigung von T_0 nach T_1 in senkrechter Richtung verformt. Die gleiche Temperaturänderung führt in der auf dem Substrat haftenden Leiterbahn zu einer ganz anderen Verformung, wie sie im Teil b.) abgebildet ist. An der Grenzfläche zum Substrat ist die Verformung der Leiterbahn bedingt durch die Haftung auf dem Substrat vollständig unterdrückt. Je größer die Entfernung von der Grenzfläche, um so kleiner wird deren Einfluß und um so mehr nähert

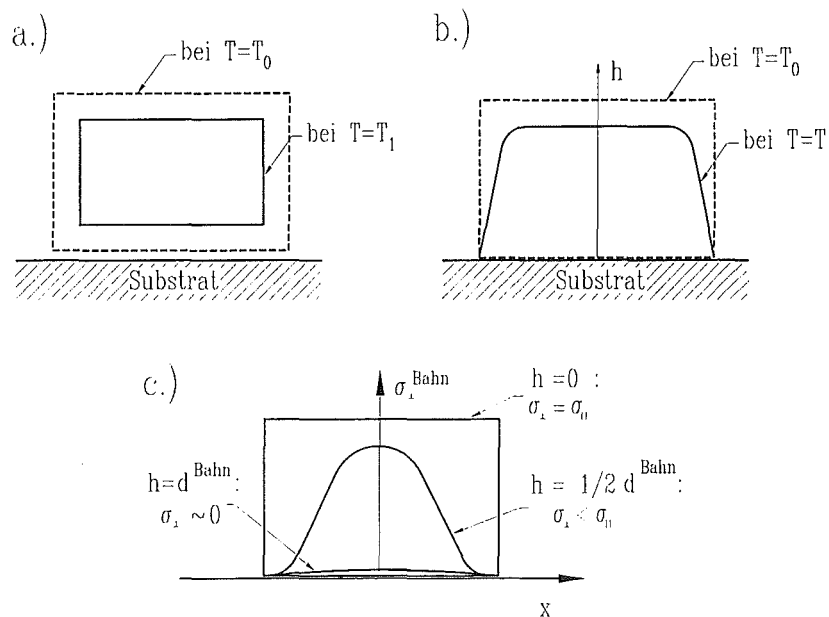


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung der in einer unpassivierten Leiterbahn auftretenden Verformungen und Spannungen: a.) Verformung des Querschnitts einer vom Substrat gelösten (freien) Bahn bei einer Temperaturerniedrigung von T_0 nach T_1 . b.) Verformung des Querschnitts der auf dem Substrat haftenden Bahn bei einer Temperaturerniedrigung von T_0 nach T_1 . c.) Spannung in senkrechter Richtung als Funktion des Abstandes von der Leiterbahnmitte, x , und bei verschiedenen Höhen, h .

sich die Leiterbahnverformung der der freien Bahn an. Der Teil c.) der Abbildung zeigt den Spannungsverlauf $\sigma_{\perp}^{\text{Bahn}}$ in der haftenden Leiterbahn als Funktion der Entfernung vom Bahnmittelpunkt (x) bei drei verschiedenen Entfernungen (h) vom Substrat. An der Grenzfläche ($h=0$) ist die Spannung auf der gesamten Leiterbahnbreite konstant und identisch mit der parallelen Spannung: $\sigma_{\perp}^{\text{Metall}}(h=0) = \sigma_{\parallel}^{\text{Metall}}$. Bei einer Höhe $h = \frac{1}{2}d^{\text{Film}}$ ist die lokale, senkrechte Spannung bereits deutlich kleiner als an der Grenzfläche. Sie hängt vom Ort x ab und fällt zu den Leiterbahnseiten hin auf Null ab. Ist die Leiterbahn schmal und dick genug, so kann die lokale, senkrechte Spannung ab einer gewissen Höhe sogar auf Null abfallen. In der Abbildung ist dieser Zustand exemplarisch bei der Höhe $h = d^{\text{Film}}$ dargestellt.

Für die mittleren Spannungen (über das gesamte Volumen gemittelt) gilt dann: $\bar{\sigma}_{\perp}^{\text{Metall}} < \bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{Metall}}$. A. Sauter [34] hat mit Hilfe der Methode der Finiten Elemente die senkrechten Spannungen in unpassivierten Leiterbahnen verschiedener Breite und Dicke berechnet. Die Berechnungen ergaben, daß die mittlere senkrechte Spannung ungefähr Null ist, falls die Leiterbahnbreite gleich der Leiterbahndicke ist. In diesem Fall lautet das von Mises-Kriterium, Gl. 2.4, für die unpassivierten Leiterbahnen:

$$\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{Metall}} \leq \sigma_F^{\text{Metall}}. \quad (2.11)$$

2.4 Eshelby-Theorie für passivierte Leiterbahnen

Im Fall der passivierten Leiterbahnen liegt in den Bahnen eine triaxiale Spannungsverteilung vor. Verkompliziert wird die Situation zusätzlich dadurch, daß wegen des an den Grenzflächen herrschenden Kräftegleichgewichts zwischen Leiterbahn und des sie umgebenden Materials Dehnung und Spannung in den Bahnen von denen in der Passivation abhängen und umgekehrt.

Für eine ähnliche Problemstellung, nämlich ellipsoide, isotrope Inhomogenitäten in einer elastischen Umgebung, hat Eshelby 1957 [24, 25] analytische Lösungen angegeben. Ein Grenzfall der ellipsoiden Inhomogenität, die elliptische Bahn, stellt dabei eine Näherung der eckigen, passivierten Leiterbahn dar. Der Eshelby-Theorie liegen dabei folgende Annahmen bzw. Randbedingungen zugrunde:

- Das die Leiterbahn umgebende Material (die Passivation) ist unendlich ausgedehnt.
- Es werden ellipsoide Inhomogenitäten angenommen. Bei rein elastischen Verformungen sind dann die Spannungen und Dehnungen in den Leiterbahnen ortsunabhängig.
- An der Grenzschicht Leiterbahn-Passivation liegt Spannungsgleichgewicht vor: $\sigma^{\text{Metall}} = \sigma^{\text{P}}(\text{Grenzfläche})$.

Die daraus resultierenden Gleichungen für Dehnung, Spannung und Relaxationsmechanismen sollen im folgenden vorgestellt werden. Es wird dabei die Tensorschreibweise genutzt. Die einzelnen Tensorelemente werden durch tiefgestellte Indices i, j, k, l dargestellt. Außerdem wird von elastisch isotropen Leiterbahnen ausgegangen, was bei Al-Leiterbahnen eine akzeptable Näherung ist. Soll die Anisotropie berücksichtigt werden, so ist ein modifizierter Spannungstensor zu verwenden, der im Anhang A angegeben ist.

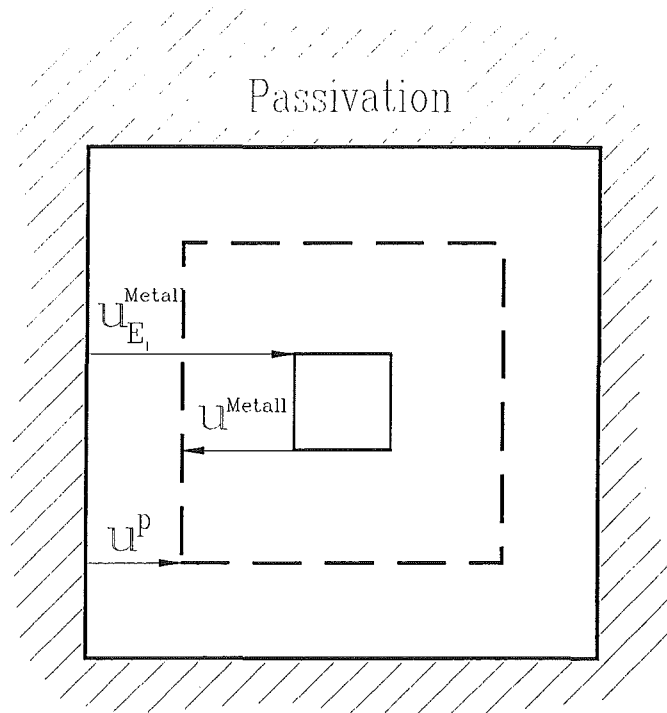


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der bei einer Temperaturabsenkung auftretenden Verschiebungen in senkrechter Richtung in einer eingekapselten, sich elastisch verhaltenden Leiterbahn im Querschnitt.

In der Abb. 2.3 sind die Verschiebungen in der \perp -Richtung $u_i = \epsilon_{ij} \cdot r_j$ (r_j ist der Ortsvektor vom Leiterbahnmittelpunkt) dargestellt, die an der Grenzfläche (gestrichelte Linie in der Abb. 2.3) von passivierten Bahnen auftreten. Nachfolgend wird jedoch nur noch mit Dehnungen, sie sind die partiellen Ortsableitungen der Verschiebungen, gearbeitet.

Die sogenannte Eigendehnung $\epsilon_{E1,ij}^{\text{Metall}}$ beschreibt die Verformung einer hypothetisch freien Leiterbahn (man durchtrenne gedanklich die Leiterbahn an der Grenzfläche zur Passivation), die erzwungen werden muß, um die Leiterbahn an die nach der Durchtrennung ungedehnten Passivation (durchgezogene Linie) anstoßen zu lassen. Im Falle elastischer Leiterbahnen ist die Eigendehnung gleich der thermisch induzierten Dehnung (Gl. 2.1): $\epsilon_{E1,ij}^{\text{Metall}} = -(\alpha^P - \alpha^{\text{Metall}}) \cdot \Delta T \cdot \delta_{ij}$ (δ_{ij} ist das Kronecker-Symbol). Da jedoch Leiterbahn und Passivation perfekt aneinander haften, geraten beide durch diese Temperaturänderung unter Spannung. Die Spannung in der Bahn zwingt die Passivation, da sie nicht unendlich starr ist, um ϵ_{ij}^P an der Grenzfläche elastisch nachzugeben. Umgekehrt verformt sich die Leiterbahn als Folge der Spannung in der Passivation um $\epsilon_{ij}^{\text{Metall}}$. Die so definierten Dehnungen hängen dann an der Grenzfläche Passivation/Leiterbahn wie folgt voneinander ab:

$$\epsilon_{E1,ij}^{\text{Metall}} = \epsilon_{ij}^P - \epsilon_{ij}^{\text{Metall}} = -\Delta\alpha\Delta T \cdot \delta_{ij} \quad . \quad (2.12)$$

Die elastischen Dehnungen der Passivation und der Leiterbahn sind i. a. unbekannt, hängen jedoch über das Kräftegleichgewicht an der Grenzfläche voneinander ab.

Eshelby hat dieses Problem im allgemeinen Fall der Ellipsoide gelöst. Darauf aufbauend haben Korhonen et. al. [26] die Abhängigkeit zwischen der Spannung bzw. der Dehnung in der Bahn und in der Passivation speziell für elliptische Bahnen formuliert:

$$\begin{aligned}\epsilon_{ij}^P &= (M_{ijkl}^P + s_{ijkl}^P) \cdot \sigma_{kl}^{Metall} , \\ \underline{M}^P &= \underline{s}^P \cdot (\underline{S} - \underline{1})^{-1} ,\end{aligned}\quad (2.13)$$

wobei \underline{S} der sogenannte Eshelby-Tensor, $\underline{1}$ der Einheitstensor und \underline{s}^P der Tensor der elastischen Koeffizienten der Passivation sind. Der Eshelby-Tensor hängt von den elastischen Koeffizienten der Passivation und dem sogenannten Aspektverhältnis a der Leiterbahn ab. Das Aspektverhältnis ist definiert als der Quotient aus Leiterbahndicke und -breite: $a = d^{Metall}/b^{Metall}$. Die Tensoren S_{ijkl} und M_{ijkl} sind im Anhang A explizit dargestellt.

Werden in der Gl. 2.12 die elastische Dehnung des Aluminiums durch die über das Hooksche Gesetz,

$$\epsilon_{ij}^{Metall} = s_{ijkl}^{Metall} \cdot \sigma_{kl}^{Metall} , \quad (2.14)$$

verknüpfte Spannung der Bahn und die elastische Dehnung der Passivation durch die über Gl. 2.13 verknüpfte Spannung der Bahn ersetzt, so erhält man den gesuchten Zusammenhang zwischen der freien thermischen Dehnung (Eigendehnung) und der Spannung in der Leiterbahn:

$$\epsilon_{E1,ij}^{Metall} = (M_{ijkl}^P + s_{ijkl}^P - s_{ijkl}^{Metall}) \cdot \sigma_{kl}^{Metall} . \quad (2.15)$$

Wird angenommen, daß die Eigendehnungen, $\epsilon_{E1,ii}^{Metall}$ in den drei betrachteten Richtungen gleich $-\Delta\alpha \cdot \Delta T$ sind, so läßt sich jede der drei Spannungskomponenten (parallel, senkrecht und z) als Funktion der Eigendehnung darstellen.

Für den Sonderfall $a=1$ findet man für die Spannungen in den Leiterbahnen:

$$\sigma_{\perp}^{Metall}(T_{n+1}) = \sigma_z^{Metall}(T_{n+1}) = \sigma_{\perp}^{Metall}(T_n) + \frac{9\Delta\alpha \cdot K^{Metall} \cdot \mu^P}{\mu^{Metall} + 3(\mu^P + K^{Metall})} \cdot (T_n - T_{n+1}) , \quad (2.16)$$

$$\sigma_{\parallel}^{Metall}(T_{n+1}) = \sigma_{\parallel}^{Metall}(T_n) + \frac{9\Delta\alpha \cdot K^{Metall} \cdot \mu^P}{\mu^{Metall} + 3(\mu^P + K^{Metall})} \cdot \left(1 + \frac{\mu^{Metall}}{\mu^P}\right) (T_n - T_{n+1}) , \quad (2.17)$$

wobei $K^{Metall} = E^{Metall}/(3(1-2\nu^{Metall}))$ der Kompressionsmodul der Leiterbahn und $\mu^{Metall,P} = E^{Metall,P}/(2(1+\nu^{Metall,P}))$ der Schermodul der Leiterbahn bzw. Passivation sind.

Außerdem läßt sich das Verhältnis der senkrechten Spannung zur z - und zur parallelen Spannung analytisch beschreiben und man findet unter Verwendung der Abkürzungen $P = (1-2\nu^P)/(2-2\nu^P)$, $Q = E^P/(E^{Metall} \cdot 2(1-(\nu^P)^2))$ und $R = Q(1+\nu^{Metall}) + P$:

$$\frac{\sigma_z^{Metall}}{\sigma_{\perp}^{Metall}} = \frac{R+a}{R+1/a} \quad \text{und} \quad \frac{\sigma_{\parallel}^{Metall}}{\sigma_{\perp}^{Metall}} = 1 + \frac{a}{Q(1+\nu^{Metall})} \left(1 - \frac{P}{a} \cdot \frac{R+a}{R+1/a}\right) . \quad (2.18)$$

Die Spannungen parallel zu den Leiterbahnen, $\sigma_{\parallel}^{Metall}$, sind i. a. größer als in den beiden Querrichtungen, σ_{\perp}^{Metall} und σ_z^{Metall} . Der Grenzfall $a=0$ entspricht dem eines kontinuierlichen

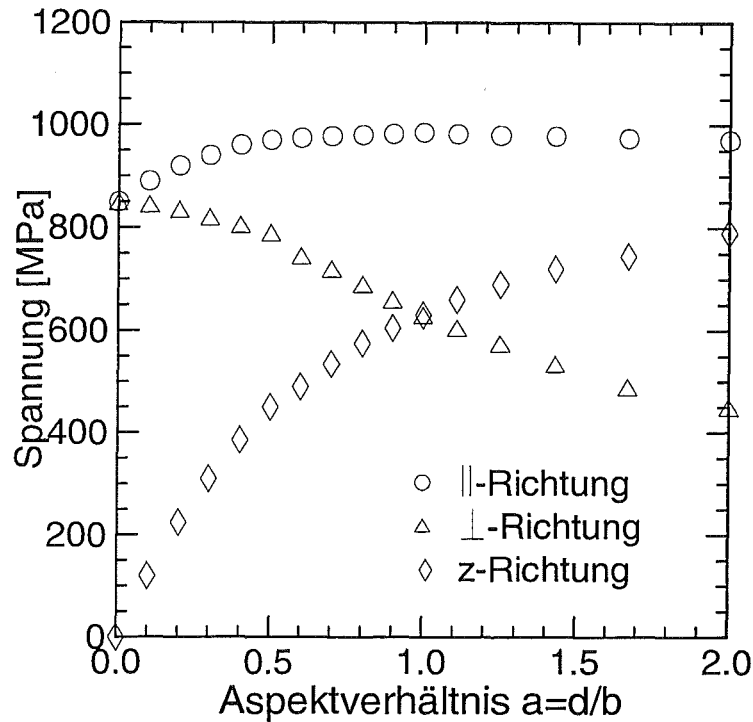


Abbildung 2.4: Mit Hilfe der Eshelby-Theorie berechnete Spannungen in Al-Leiterbahnen in allen drei Richtungen als Funktion des Aspektverhältnisses. Es wurde eine Temperaturänderung von $\Delta T = -400^\circ\text{C}$ und rein elastisches Verhalten zugrunde gelegt.

Films mit einer Deckschicht, d. h. $\sigma_{\parallel}^{\text{Metall}} = \sigma_{\perp}^{\text{Metall}}$ und $\sigma_z^{\text{Metall}} = 0$. Im Fall $a=1$ ist die Leiterbahn genauso dick wie sie breit ist. Dementsprechend lassen sich die beiden Querrichtungen nicht mehr unterscheiden und es gilt:

$$\sigma_{\perp}^{\text{Metall}} = \sigma_z^{\text{Metall}} \quad \text{und} \quad \sigma_{\parallel}^{\text{Metall}} / \sigma_{\perp}^{\text{Metall}} = 1 + \frac{\mu^{\text{Metall}}}{\mu^P}. \quad (2.19)$$

In der Abb. 2.4 sind die mit Hilfe der Gleichung 2.15 berechneten Spannungen für den speziellen Fall der Al-Leiterbahnen in paralleler, senkrechter und z-Richtung als Funktion des Aspektverhältnisses aufgetragen. Es wurden eine Temperaturabsenkung von 400°C angenommen sowie die in der Tab. 2.1 (S. 16) aufgelisteten Materialparameter verwendet.

Im Falle sehr dünner Passivationen oder wenn die die Leiterbahn umgebende Schicht aus mehreren Materialien besteht, können die Abschätzungen durch die auf der Eshelby-Theorie beruhenden Gleichungen ungenau werden. In diesem Falle können die Spannungen in den Leiterbahnen numerisch mit Hilfe der Finite Elemente Methode (FEM) berechnet werden. Diese FEM-Berechnungen wurden für die untersuchten Al-Leiterbahnen mit einem Aspektverhältnis von $a=1$ (siehe auch Abb. 2.1) als Funktion der Temperatur unter Verwendung der Materialparameter aus Tabelle 2.1 (S. 16) von M. Hallerbach und I. Eppler [55] durchgeführt. Die so gewonnenen Ergebnisse, $\Delta \bar{\sigma}_{\parallel, \text{FEM}}^{\text{Al}} = -2,4 \text{ MPa} \cdot \Delta T / ^\circ\text{C}$, $\Delta \bar{\sigma}_{\perp, \text{FEM}}^{\text{Al}} = -1,2 \text{ MPa} \cdot \Delta T / ^\circ\text{C}$, $\Delta \bar{\sigma}_{z, \text{FEM}}^{\text{Al}} = -1,1 \text{ MPa} \cdot \Delta T / ^\circ\text{C}$, lassen sich mit den Resultaten

der Gl. 2.15 vergleichen, $\Delta\sigma_{\parallel, \text{Esh}}^{\text{Al}} = -2,5 \text{ MPa} \cdot \Delta T / ^\circ\text{C}$, $\Delta\sigma_{\perp, \text{Esh}}^{\text{Al}} = \Delta\sigma_{z, \text{Esh}}^{\text{Al}} = -1,5 \text{ MPa} \cdot \Delta T / ^\circ\text{C}$. Die Ergebnisse in der parallelen Richtung stimmen gut überein, während die aus der Eshelby-Theorie abgeleiteten Resultate in den beiden senkrechten Richtungen etwa 30% höher als die FEM-Ergebnisse sind. Die kleineren Spannungswerte der FEM-Berechnungen gegenüber den Resultaten der Eshelby-Theorie sind die Folge zusätzlicher Verformungen (z. B. Durchbiegen der Passivation) aufgrund der dünnen Passivation ($0,4 \mu\text{m}$), die in der Eshelby-Theorie nicht berücksichtigt werden. Außerdem ist der Elastizitätsmodul des in den FE-Berechnungen mit berücksichtigten Si-Substrats um etwa den Faktor 1.7 größer als der des SiN_x . Realistischer ist es daher, in die Eshelby-Theorie passivierter Leiterbahnen einen an die FEM-Berechnungen angepaßten, effektiven Schermodul der Passivation, $\mu^P \rightarrow \mu_{\text{eff}}^P$, einzuführen. Für den Fall der in dieser Arbeit untersuchten Leiterbahnen finden wir: $\mu_{\text{eff}}^P \approx 0,74 \cdot \mu^P$.

2.5 Spannungsrelaxation in passivierten Bahnen

Bei den Spannungsrelaxationsmechanismen in passivierten Leiterbahnen wird zwischen zwei grundlegend verschiedenen Mechanismen unterschieden: Versetzungsplastizität sowie Hohlraumbildung und -wachstum. Der erste Prozeß führt zum Abbau der Scherspannungen, Gl. 2.4, und wird hier als Spannungsumverteilung bezeichnet, da die kleineren Spannungen auf Kosten der größeren anwachsen und der hydrostatische Spannungsanteil erhalten bleibt (gilt streng nur für eine unendlich starre Passivation). Dieser Umverteilung kann z. B. Versetzungsgleiten zugrunde liegen. Im folgenden wird für das Aspektverhältnis $a=1$ die Umverteilung während des thermischen Zyklierens im Detail diskutiert. Andere Relaxationsmechanismen werden dabei nicht berücksichtigt.

Während des thermischen Zyklierens muß die mittlere Scherspannung, $\sigma_{vM}^{\text{Metall}}$ (Gl. 2.4), immer kleiner oder gleich der Fließspannung sein:

$$a = 1 : \quad \sigma_{vM}^{\text{Metall}}(T) = \sigma_{\parallel}^{\text{Metall}}(T) - \sigma_{\perp}^{\text{Metall}}(T) \leq \sigma_F^{\text{Metall}}(T) \quad . \quad (2.20)$$

Das Eigenvolumen der Leiterbahn, die Spur der Eigendehnung in Gl. 2.15, muß bei konstanter Temperatur konstant bleiben:

$$\begin{aligned} -Sp(\epsilon_{E_1}^{\text{Metall}}) &= 3\Delta\alpha\Delta T \\ &= \frac{1}{3K^{\text{Metall}}} (\sigma_{\parallel}^{\text{Metall}} + 2\sigma_{\perp}^{\text{Metall}}) + \frac{\sigma_{\perp}^{\text{Metall}}}{\mu^P} \quad . \end{aligned} \quad (2.21)$$

Durch Einsetzen der Gl. 2.16 und 2.19 in die Gl. 2.20 erhält man die mittlere Scherspannung als Funktion der Temperatur:

$$\sigma_{vM}^{\text{Metall}}(T_{n+1}) = \bar{\sigma}_{vM}^{\text{Metall}}(T_n) + \frac{9\Delta\alpha \cdot \mu^{\text{Metall}} \cdot K^{\text{Metall}}}{\mu^{\text{Metall}} + 3(\mu^P + K^{\text{Metall}})} \cdot (T_n - T_{n+1}) \quad (2.22)$$

Wird von T_0 ausgehend die Leiterbahnen abgekühlt (siehe Abb. 2.5), so wächst die Scherspannung zunächst linear mit abnehmender Temperatur an. Erreicht sie die Fließspannung bei T_1 , weicht sie vom linearen Verlauf ab und folgt bei weiterer Temperaturabnahme der Fließspannung, $\sigma_F^{\text{Metall}}(T)$. Unter Druck ist der Spannungsverlauf analog dem

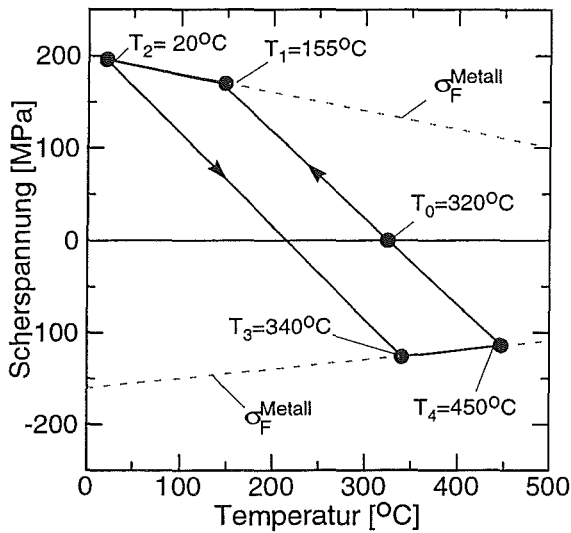


Abbildung 2.5: Theoretisch berechneter Temperatur-Verlauf der Scherspannungen in passivierten Al-Leiterbahnen.

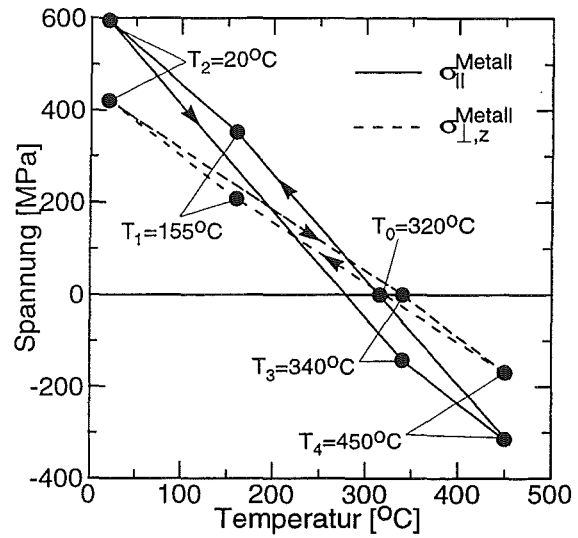


Abbildung 2.6: Theoretisch berechneter Spannungs-Temperatur-Verlauf passivierter Al-Leiterbahnen in der parallelen (durchgezogene Linie) und den beiden senkrechten Richtungen (gestrichelte Linie).

unter Zug. Solch ein theoretischer Verlauf der Scherspannung ist für den Fall passivierter Al-Leiterbahnen in der Abb. 2.5 dargestellt. Der Spannungsnulldurchgang beim Abkühlen wurde bei $T_0 = 320^\circ\text{C}$ angenommen und die Fließspannung unter Zug und Druck zu $\sigma_{F,Zug}^{\text{Al}} = 200\text{MPa} - 0,2\text{MPa} \cdot T/^\circ\text{C}$ bzw. zu $\sigma_{F,Druck}^{\text{Al}} = -160\text{MPa} + 0,1\text{MPa} \cdot T/^\circ\text{C}$ gewählt (entspricht der eines kontinuierlichen Al-Films von $1\mu\text{m}$ Dicke, siehe auch Kap. 3).

Aus den bisherigen Überlegungen läßt sich jetzt auch der Spannungsverlauf in paralleler und den beiden senkrechten Richtungen analytisch angeben (Abb. 2.6). Beim Abkühlen ändern sich die Spannungen mit abnehmender Temperatur gemäß den Gl. 2.16 und 2.17, solange die Scherspannung unterhalb der Fließspannung bleibt. Ab dem Erreichen der Fließspannung bei T_1 ist der weitere Anstieg bei abnehmender Temperatur in paralleler Richtung geringer und in den beiden senkrechten Richtungen größer als im elastischen Fall. In diesem Temperaturbereich ist die Scherspannung immer gleich der Fließspannung: $\bar{\sigma}_{\text{VM}}^{\text{Metall}} = \sigma_F^{\text{Metall}}(T)$. Die verschiedenen Spannungsanstiege folgen direkt aus dem Einsetzen der senkrechten oder parallelen Spannung aus der Gl. 2.21 in die Gl. 2.20:

$$\sigma_{||}^{\text{Metall}}(T_{n+1}) = \sigma_F^{\text{Metall}}(T_n) \left(1 - \frac{\mu^P}{3(\mu^P + K^{\text{Metall}})} \right) + \frac{9K^{\text{Metall}}\mu^P\Delta\alpha}{3(\mu^P + K^{\text{Metall}})} \cdot (T_n - T_{n+1}) , \quad (2.23)$$

$$\sigma_{\perp,z}^{\text{Metall}}(T_{n+1}) = -\sigma_F^{\text{Metall}}(T_n) \cdot \frac{\mu^P}{3(\mu^P + K^{\text{Metall}})} + \frac{9K^{\text{Metall}}\mu^P\Delta\alpha}{3(\mu^P + K^{\text{Metall}})} \cdot (T_n - T_{n+1}) , \quad (2.24)$$

Nach Erreichen der Temperatur $T_2 = RT$ ändern sich beim Aufheizen die parallele und

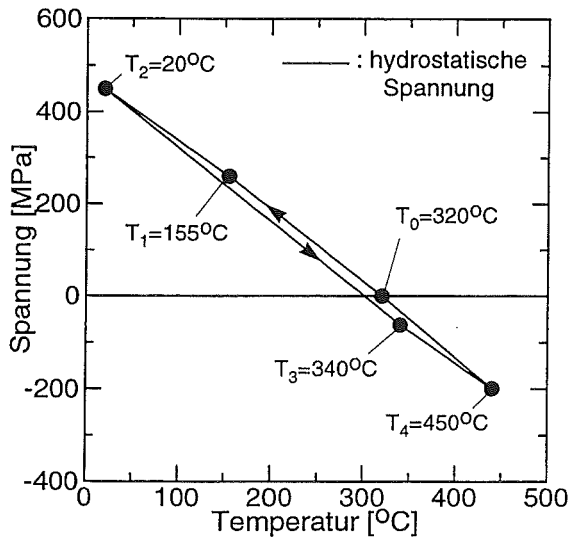


Abbildung 2.7: Theoretisch berechneter Temperatur-Verlauf der hydrostatischen Spannung passivierter Al-Leiterbahnen.

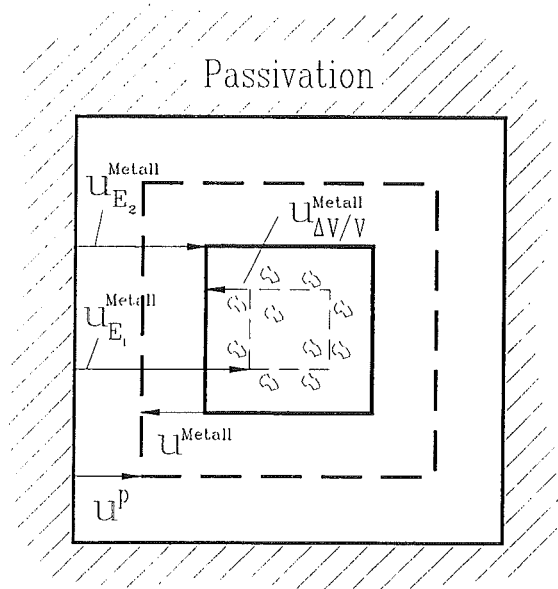


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung der bei einer Temperaturabsenkung auftretenden Verschiebungen in senkrechter Richtung in einer eingekapselten Leiterbahn im Querschnitt. Die Eigendehnung in der Bahn wird teilweise durch Hohlraumbildung relaxiert.

die beiden senkrechten Spannungen wiederum solange elastisch, bis die Fließspannung unter Druck bei T_3 erreicht worden ist. Beim weiteren Aufheizen verhalten sich die Spannungen analog den Gl. 2.23 und 2.24. Solch eine theoretische Zykliekurve ist wiederum für den Fall von Al-Leiterbahnen in der Abb. 2.6 abgebildet. Sowohl dem parallelen als auch den senkrechten Spannungsverläufen ist die geringe Hysterese gemeinsam.

Die hydrostatische Spannung läßt sich mit Hilfe der Gl. 2.16 und 2.22 als Funktion der Temperatur darstellen (für $a=1$):

$$\langle \sigma_{hydr}^{Metall} \rangle (T) = \frac{1}{3} (\sigma_{\parallel}^{Metall} + 2\sigma_{\perp}^{Metall}) = \sigma_{\perp}^{Metall} + \frac{1}{3}\sigma_{vM}^{Metall} \quad (2.25)$$

Für elastisches Verhalten der Leiterbahnen folgt bei Verwendung der Gleichungen 2.22 und 2.16 für die hydrostatische Spannung:

$$\begin{aligned} \langle \sigma_{hydr}^{Metall} \rangle (T_{n+1}) &= \langle \sigma_{hydr}^{Metall} \rangle (T_n) \\ &+ \frac{9\Delta\alpha \cdot K^{Metall} \cdot \mu^P}{\mu^{Metall} + 3(\mu^P + K^{Metall})} \cdot \left(1 + \frac{\mu^{Metall}}{6\mu^P} \right) (T_n - T_{n+1}), \end{aligned} \quad (2.26)$$

und für plastisches Verhalten (Umverteilung) bei Verwendung der Gleichung 2.24 und der Beziehung $\bar{\sigma}_{vM}^{Metall} = \sigma_F^{Metall}(T)$:

$$\begin{aligned}
\langle \sigma_{hydr}^{Metall} \rangle (T_{n+1}) &= \langle \sigma_{hydr}^{Metall} \rangle (T_n) + \frac{1}{3} \sigma_F^{Metall}(T_{n+1}) \left(1 - \frac{\mu^P}{\mu^P + K^{Metall}} \right) \\
&\quad + \frac{9\Delta\alpha \cdot K^{Metall} \cdot \mu^P}{3(\mu^P + K^{Metall})} \cdot (T_n - T_{n+1}) .
\end{aligned} \tag{2.27}$$

Der aus den Gleichungen 2.26 und 2.27 folgende Verlauf der hydrostatischen Spannung ist in Abb. 2.7 für das Beispiel der vorher diskutierten Al-Leiterbahnen abgebildet. Die Berücksichtigung der Umverteilung führt zu einer Hysterese im Spannungsverlauf, die allerdings außerordentlich gering ist.

Neben der volumenerhaltenden Versetzungsplastizität kann in einem zweiten Relaxationsprozeß das Leiterbahnvolumen durch Nukleation und Wachstum von Hohlräumen reduziert werden. Dieser Vorgang ist schematisch in Abb. 2.8 dargestellt. Die Eigendehnung der durch Hohlraumbildung teilweise relaxierten Leiterbahn wird im folgenden als $\epsilon_{E_2}^{Metall}$ bezeichnet. Zusätzlich ist in die Abb. 2.8 die Eigendehnung der sich rein elastisch verhaltenden Leiterbahn (Abb. 2.3), $\epsilon_{E_1}^{Metall}$, eingezeichnet. Die Änderung des Bahnvolumens durch Hohlraumbildung ist gegeben durch die Differenz der Spur der Eigendehnungen, d. h. :

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\Delta V}{V} \right) &= Sp(\epsilon_{E_2}^{Metall} - \epsilon_{E_1}^{Metall}) = \\
&= 3\Delta\alpha\Delta T + Sp\left(\left(M + s^P - s^{Metall}\right) \sigma^{Metall}\right) \\
&= 3\Delta\alpha\Delta T - \frac{1}{3 \cdot K^{Metall}} \left[\sigma_{\parallel}^{Metall} + \sigma_{\perp}^{Metall} + \sigma_z^{Metall} \right] \\
&\quad - \frac{(1 - \nu^P)}{\mu^P} \left[\sigma_{\perp}^{Metall} \left(a - \frac{1 - 2\nu^P}{2 - 2\nu^P} \right) + \sigma_z^{Metall} \left(\frac{1}{a} - \frac{1 - 2\nu^P}{2 - 2\nu^P} \right) \right] .
\end{aligned} \tag{2.28}$$

Um Informationen zu erhalten, um wieviel sich die Passivation im Vergleich zur Leiterbahn elastisch verformt, bildet man das Verhältnis der Volumenänderungen zwischen der der Leiterbahn, $(\Delta V/V)^{Metall} = Sp(\epsilon^{Metall}) = (1/3K^{Metall}) \cdot (\sigma_{\parallel}^{Metall} + \sigma_{\perp}^{Metall} + \sigma_z^{Metall})$, und der der Passivation, $(\Delta V/V)^P = Sp(\epsilon^P)$:

$$\begin{aligned}
-\frac{(\Delta V/V)^P}{(\Delta V/V)^{Metall}} &= \frac{K^{Metall}}{\mu^P} \cdot 3(1 - \nu^P) \cdot \frac{1}{1 + \sigma_{\parallel}^{Metall}/\sigma_{\perp}^{Metall} + \sigma_z^{Metall}/\sigma_{\perp}^{Metall}} \cdot \\
&\quad \left[\left(a - \frac{1 - 2\nu^P}{2 - 2\nu^P} \right) + \frac{\sigma_z^{Metall}}{\sigma_{\perp}^{Metall}} \left(\frac{1}{a} - \frac{1 - 2\nu^P}{2 - 2\nu^P} \right) \right] .
\end{aligned} \tag{2.29}$$

Bei einer unendlich harten Passivation ($E^P \rightarrow \infty$) reagiert die Passivation überhaupt nicht. Die Leiterbahn muß dann die gesamte induzierte thermische Dehnung aufnehmen. Die Leiterbahnspannung wird maximal. Mit den Materialparametern für Al-Leiterbahnen aus der Tabelle 2.1 (S. 16) und einem Aspektverhältnis von $a=1$ läßt sich $(\Delta V/V)^P/(\Delta V/V)^{Metall}$ für verschiedene Spannungsverteilungen berechnen, z. B.:

- $\sigma_{\parallel}^{Metall} = \sigma_{\perp}^{Metall} = \sigma_z^{Metall} \rightarrow (\Delta V/V)^P/(\Delta V/V)^{Metall} = 1,9$
- $\sigma_{\parallel}^{Metall} = 1,4 \cdot \sigma_{\perp}^{Metall} = 1,4 \cdot \sigma_z^{Metall} \rightarrow (\Delta V/V)^P/(\Delta V/V)^{Metall} = 1,7.$

Materialparameter			
	E[GPa]	ν	$\alpha [10^{-6} \cdot (^\circ\text{C})^{-1}]$
In FEM-Berechnungen verwendet			
Si	131	0,2783	3,25
SiO ₂	71,7	0,16	0,55
SiN _x	77	0,3	1,6
AlSiCu	72	0,343	25
In Berechnungen nach der Eshelby-Theorie verwendet			
Passivation	100	0,3	3,0
AlSiCu	72	0,343	25

Tabelle 2.1: In den FEM-Berechnungen und in der Eshelby-Theorie passivierter Leiterbahnen verwendete Materialparameter. Der E-Modul des SiN_x wurde aus dem gemessenen Spannungs-Temperaturverlauf eines kontinuierlichen SiN_x – Films bestimmt (Probe 62s22, Abb. 4.5).

2.6 Mechanismen für plastische Verformung

Es gibt verschiedene Mechanismen, die zu einer plastischen Verformung in polykristallinen Metallen führen. Dazu gehören vor allem Versetzungsgleiten und -klettern, aber auch Korngrenzengleiten und andere diffusionsgesteuerte Prozesse. All diese Mechanismen sind in Massivmaterialien ausführlich untersucht und verstanden worden. In sogenannten Deformations-Mechanismus-Karten werden die Ergebnisse üblicherweise zusammengefaßt dargestellt [8]. Diesen Karten kann entnommen werden, welcher Mechanismus bei welcher Temperatur und Scherspannung dominant ist. Obwohl die Karten nicht ohne weiteres auf dünne Filme übertragen werden können, lassen sich doch einige Aussagen über bestimmte Mechanismen in dünnen Filmen ableiten. Aufgrund der in den dünnen Filmen vorliegenden, im Vergleich zu den Massivmaterialien etwa eine Größenordnung höheren Spannungen scheiden diffusionsgesteuerte Fließprozesse als dominierende Relaxationsprozesse aus. Dagegen ist der durch Versetzungsgleit- und Versetzungskletterprozesse zu leistende Spannungsabbau von der richtigen Größenordnung. Die für Massivmaterialien gefundenen Gesetze der Versetzungsbewegungen müssen allerdings verschieden von denen in dünnen Filmen sein, da die Dimensionsparameter der dort vorliegenden Versetzungsstrukturen (z. B. die bei den beobachteten Spannungen erwarteten Versetzungszelldurchmesser) in der Regel größer als die Filmdicke sind. Insofern ist zu erwarten, daß in dünnen Filmen die Filmdicke der entscheidende Dimensionsparameter in den die Versetzungsbewegungen beschreibenden Gesetzen ist.

Im folgenden wird ein Versetzungsgleitmodell für dünne Filme vorgestellt, das im wesentlichen auf eine Arbeit von W. Pill-Kauffmann [13] zurückgeht. Demnach werden die in der Abb. 2.9 dargestellten Versetzungen auf den Gleitebenen (im Al sind dies die {111}-Ebenen) durch die dort anliegenden Scherspannungen $\sigma_{\text{Sch}}^{\text{Metall}} = \sigma_{\text{F}}^{\text{Metall}}/m$ getrieben, wobei m der

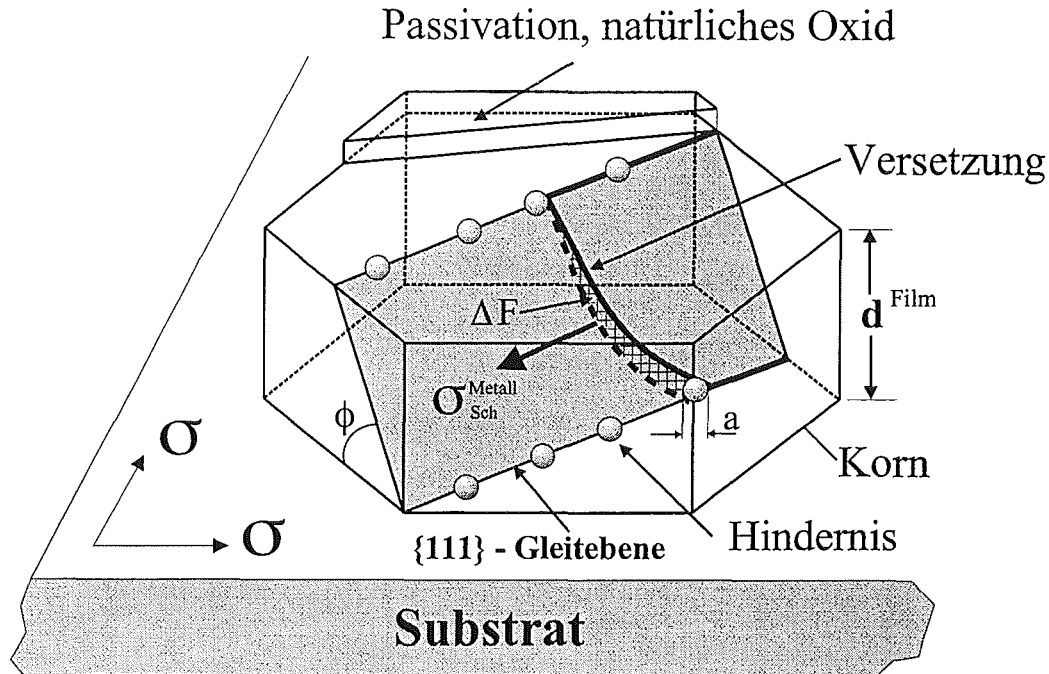


Abbildung 2.9: Schematische Darstellung des Gleitprozesses einer Versetzungsschleife durch ein Korn.

Taylor-Faktor ist. Die Fortbewegung der Versetzungsschleifen wird durch die in den Grenzflächen Film/Substrat bzw. Film/Oxidhaut liegenden Hindernisse der Breite a erschwert. Als Hindernisse kommen z. B. andere Versetzungen (Schneidprozesse), Jogs, Stufen im Substrat oder Ausscheidungen in Frage (in Abb. 2.9 durch die Kugeln symbolisiert). Beim Überschreiten eines Hindernisses gleitet die Versetzungsschleife um die Fläche $\Delta F = a \cdot d^{\text{Film}} / 2 \cdot \sin \phi$. Die dabei aufzuwendende Energie setzt sich aus mehreren Anteilen zusammen:

1. Die Eigenenergie der Versetzung [23]: $a \cdot \beta \cdot \mu^{\text{Metall}} \cdot b^2$, wobei β von der Größenordnung 1, μ^{Metall} der Schermodul des Metalls und b der Burgersvektor sind.
2. Die zur Überwindung des Hindernisses erforderliche Energie: U , sie ist in der Abb. 2.10 schematisch dargestellt.

Die Rate der plastischen Scherverformung ist, falls $(\bar{\sigma}^{\text{Metall}} - \sigma_*) \cdot V \gg kT$ ist, gegeben durch:

$$\dot{\epsilon}_{pl}^{\text{Metall}} = B \cdot e^{-\frac{U - V(\bar{\sigma}^{\text{Metall}} - \sigma_*)}{kT}}, \quad (2.30)$$

wobei $V = \Delta F \cdot b$ das sogenannte Aktivierungsvolumen und $\sigma_* = \beta \cdot m \cdot \mu^{\text{Metall}} \cdot b / d^{\text{Metall}}$ die aus 1. sich ergebende Gegenspannung ist. Der Faktor B hängt im wesentlichen von der

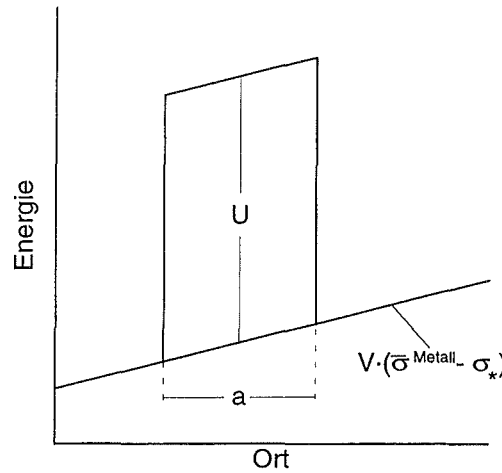


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung der Energie U eines Hindernisses der Breite a als Funktion des Ortes. Zur Überwindung des Hindernisses muß die Energie U von der Versetzungsschleife mit Hilfe thermischer Aktivierung aufgebracht werden.

Versuchsfrequenz der Versetzungen, ν_0 , der Zahl der vor Hindernissen aufgestauten Versetzungen pro cm^3 , N , dem mittleren Abstand der Versetzungen, x , dem Burgers-Vektor und der Filmdicke ab [13]: $B = \frac{N}{2} \cdot b \cdot x \cdot 1,5 \cdot \nu_0$.

Mit Hilfe der Gl. 2.30 läßt sich jetzt das Verhalten der Spannungen bei Temperaturänderungen und auch bei konstanter Temperatur vorhersagen. Dies wird im folgenden mit Hilfe der Abb. 2.11 erläutert, die schematisch ein Relaxationsexperiment darstellt. Im Bereich I der Abbildung wird eine thermische Dehnung, $\epsilon_{\text{th}}^{\text{Metall}} = \Delta\alpha\Delta T$, induziert. Die Dehnungsrate wird dabei als konstant angenommen: $\dot{\epsilon}_{\text{th}}^{\text{Metall}} = \text{konst.}$ Anfangs wird die thermische Dehnung vollständig in elastische Dehnung, $\bar{\epsilon}^{\text{Metall}}$, umgewandelt (Teilbereich Ia). Da in dieser Phase des Experiments $\bar{\epsilon}_{\text{pl}}^{\text{Metall}} \approx 0$ ist, gilt für die Spannung: $\bar{\sigma}^{\text{Metall}} = \epsilon_{\text{th}}^{\text{Metall}} \cdot E_{\text{eff}}^{\text{Metall}}$, wobei bei biaxialen Spannungsverteilungen $E_{\text{eff}}^{\text{Metall}} = E^{\text{Metall}} / (1 - \nu^{\text{Metall}})$ und bei uniaxialen $E_{\text{eff}}^{\text{Metall}} = E^{\text{Metall}}$ ist.

Wird die Fließgrenze $\bar{\sigma}_F^{\text{Metall}}$ überschritten, so tritt instantane plastische Dehnung auf, d. h.: $\dot{\epsilon}_{\text{th}}^{\text{Metall}} = \dot{\epsilon}_{\text{pl,inst}}^{\text{Metall}} = \text{konst.}$ Die Fließspannung und damit die elastische Dehnung bleibt dabei näherungsweise konstant. Dies entspricht dem Teilbereich Ib in der Abb. 2.11. Die Lösung der Gl. 2.30 ergibt für die Fließspannung folgende Beziehung:

$$\sigma_F^{\text{Metall}} = \sigma_* + \frac{U}{V} - \frac{kT}{V} \cdot \ln \left(\frac{B}{\dot{\epsilon}_{\text{th}}^{\text{Metall}}} \right) \quad (2.31)$$

Die beiden ersten Terme hängen im Gegensatz zu dem dritten Term nicht von der Temperatur ab.

Nach Erreichen der thermischen Dehnung $\bar{\epsilon}_{\text{th}}^{\text{Metall}}$ wird diese in der zweiten Phase des Relaxationsexperiments (Bereich II in der Abb. 2.11) konstant gehalten und der Spannungsabbau bei konstanter Temperatur verfolgt. Während dieser isothermen Relaxation

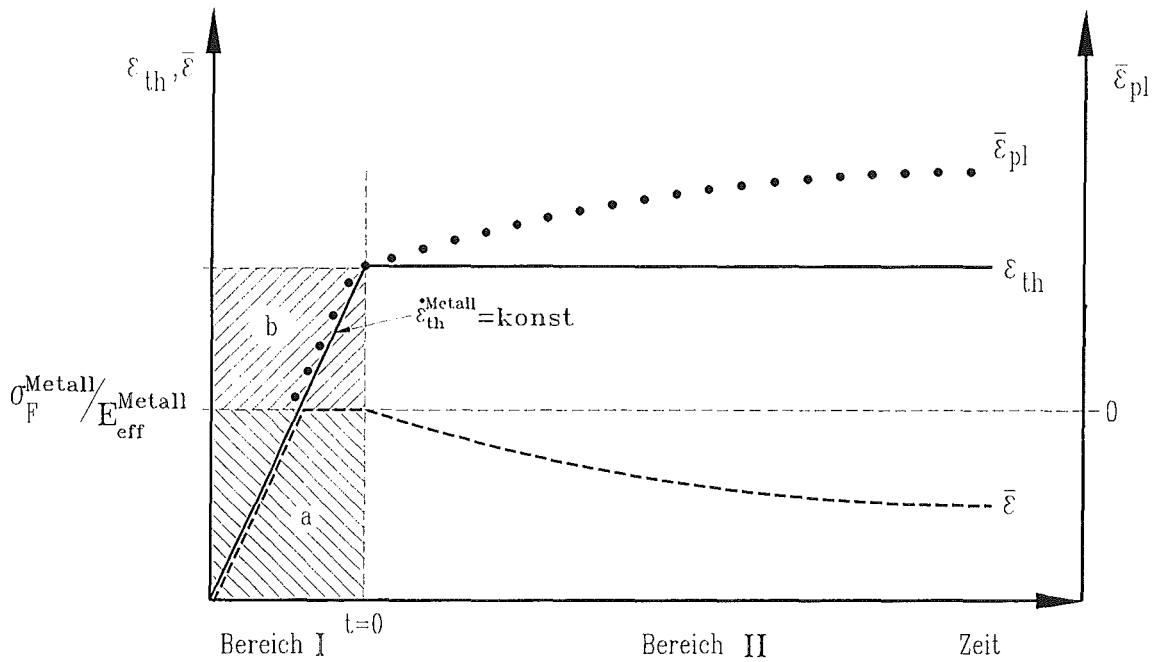


Abbildung 2.11: Schematische Darstellung der in einem Relaxationsexperiment auftretenden Dehnungen als Funktion der Zeit. Bereich I: Erhöhen der Gesamtdehnung $\bar{\epsilon}_{th}^{Metall}$ mit konstanter Rate $\dot{\bar{\epsilon}}_{th}^{Metall}$. Bereich II: $\bar{\epsilon}_{th}^{Metall} = \text{const.}$

wird die verbliebene elastische Dehnung z. T. in plastische Dehnung umgewandelt: $\dot{\bar{\epsilon}}_{pl}^{Metall} = -\dot{\bar{\sigma}}^{Metall}/E_{eff}^{Metall}$. Die Lösung der Gl. 2.30 ergibt dann ein logarithmisches Relaxationsgesetz:

$$\bar{\sigma}^{Metall}(T, t) = \sigma_F^{Metall}(T, t=0) - \hat{\sigma} \cdot \ln\left(1 + \frac{t}{\hat{\tau}}\right). \quad (2.32)$$

Dabei ist σ_F^{Metall} die in der Gl. 2.31 angegebene Fließspannung, $\hat{\sigma} = kT/V$ die Relaxationsrate auf einer logarithmischen Zeitskala und $\hat{\tau} = kT/V \cdot E_{eff}^{Metall} \cdot \dot{\bar{\epsilon}}_{th}^{Metall}$. Sowohl die Fließspannung als auch die "Relaxationsrate" sind umgekehrt proportional zum Aktivierungsvolumen und damit auch umgekehrt proportional zur Filmdicke: $\sigma_F^{Metall}, \hat{\sigma} \sim 1/d^{Film}$!

2.7 Spannungsrelaxation durch Hohlrumbildung

In der zeitlichen Entwicklung von Hohlräumen unterscheidet man drei verschiedene Phasen: Die erste Phase ist die Keimbildung von Hohlräumen. Günstige Nukleationspunkte sind Inhomogenitäten wie Grenzflächen und Korngrenzen. Experimentell beobachtet man in passivierten Leiterbahnen die Hohlräume überwiegend an den Grenzflächen zur Passivierung, wahrscheinlich dort, wo Korngrenzen an die Grenzschicht stoßen [27]. In der zweiten Phase wachsen die Hohlräume durch Diffusion von Atomen aus den Hohlräumen in die Korngrenze. Durch die Ablagerung der Atome in der Korngrenze wird lokal die auf die Korngrenze wirkende äußere Normalspannung, $\bar{\sigma}$, abgebaut, was mit Hilfe einer internen Gegenspannung

("Backstress"), $\bar{\sigma}_B$, beschrieben werden kann. In der dritten Phase wird der "Backstress" abgebaut und setzt damit wieder den zweiten Prozeß in Gang, so daß der Hohlraum weiter wächst. Dem Spannungsabbau können verschiedene Prozesse, z. B. Volumendiffusion, Grenzflächendiffusion oder Versetzungsbewegungen, zugrunde liegen.

In der nachfolgend kurzen Beschreibung werden die 3 Phasen als unabhängige Prozesse beschrieben. Dies ist z. B. der Fall, wenn die charakteristischen Zeiten sehr unterschiedlich sind.

Die Bildung von Hohlräumen in einer Korngrenze kann durch eine Betrachtung der mit der Nukleation verbundenen Änderung in der Gibbschen freien Enthalpie, G , bestimmt werden. Dabei tragen verschiedene Energiebeiträge zu G bei. Zum einen muß zur Bildung der Hohlraumoberfläche die Energie $\Delta G_O = \gamma \cdot O = \gamma \cdot F_O \cdot r^2$ aufgewendet werden. Dabei sind γ die spezifische Oberflächenenergie, O die Oberfläche, F_O ein geometrischer Faktor und r der Krümmungsradius des Hohlraumes. Die mit der Porenbildung verbundene Vernichtung von Korngrenzenfläche bedeutet jedoch einen Energiegewinn: $\Delta G_B = -\gamma_B \cdot B = \gamma_B \cdot F_B \cdot r^2$, wobei γ_B die spezifische Korngrenzenflächenenergie, F_B ein geometrischer Faktor und B die Korngrenzenfläche sind. Eine von außen angelegte, senkrecht zur Korngrenzenfläche wirkende Normalspannung $\bar{\sigma}$ leistet zusätzlich Arbeit: $\Delta G_V = -\bar{\sigma} \cdot V = \bar{\sigma} \cdot F_V \cdot r^3$, dabei ist V das Hohlraumvolumen. Die gesamte Änderung der Gibbschen freien Enthalpie ist dann gegeben durch: $\Delta G_{\text{gesamt}} = \Delta G_O + \Delta G_B + \Delta G_V$. Zur Bildung eines stabilen Hohlraums muß mindestens ein sogenanntes kritisches Volumen $V_k(r)$ gebildet werden, das durch die Bedingung

$$\left[\frac{\partial \Delta G_{\text{gesamt}}}{\partial V} \right]_{V=V_k} = 0 \quad (2.33)$$

definiert ist. Aus der Gl. 2.33 ergibt sich dann unter Beachtung der Randbedingung für γ und γ_B der kritische Radius zu ([28, 29, 30]):

$$r_k = 2\gamma / \bar{\sigma} \quad (2.34)$$

Im Falle von Al ergibt sich bei einer äußeren Normalspannung $\bar{\sigma}^{\text{Al}} \approx 200 \text{ MPa}$ und einer spezifischen Oberflächenenergie von $\gamma^{\text{Al}} \approx 1,5 \text{ N/m}$ der kritische Radius zu: $r_c = 15 \text{ nm}$. Nimmt man an, daß sich je Korn ein kugelförmiger Hohlraum bildet, so beträgt die mit der Nukleation verbundene Spannungsänderung im Al bei einer mittleren Korngröße von $1 \mu\text{m}$ etwa: $\Delta \bar{\sigma} \approx 0,1 \text{ MPa}$. Solch eine Spannungsänderung und damit auch die Bildung von Hohlräumen ist meßtechnisch nicht nachweisbar.

Die Keimbildungsrate ist ungefähr Null [28], so daß zur Keimbildung zusätzlich z. B. die Oberflächenenergie γ abgesenkt werden (z. B. durch Dreck) muß oder aber lokale Spannungsspitzen auftreten müssen.

In der 2. Phase wachsen die gebildeten Hohlräume, indem vom Hohlraum Atome in die Korngrenze diffundieren (siehe Abb. 2.12). Die Teilchenflußdichte ist gegeben durch:

$$j = \frac{D_{KG}}{kT} \nabla \sigma \quad (2.35)$$

wobei D_{KG} die Korngrenzendiffusionskonstante und σ die lokale, in Richtung der Korngrenzennormalen gerichtete Spannungskomponente ($\sigma = \bar{\sigma} + \bar{\sigma}_B$) sind. Da die Gleichgewichtsbedingung an der Grenzfläche Hohlraum/Korngrenze (Ort x_B) verlangt, daß dort die lokale

Spannungskomponente $\sigma(x = x_B)$ gleich der Oberflächenenergie $2\gamma/r$ ist, gilt an dieser Grenzfläche [28]:

$$\sigma|_{(x=x_B)} = 2\gamma/r \quad . \quad (2.36)$$

Die Volumenwachstumsrate ist gegeben durch die pro Zeiteinheit transportierten Atome:

$$\begin{aligned} \dot{V} = l \cdot \delta \cdot \Omega \cdot j(x = x_B) &= \frac{l \cdot \delta \cdot \Omega \cdot D_{KG}}{kT} [\nabla \sigma]_{x=x_B} \\ &= \frac{l \cdot \delta \cdot \Omega \cdot D_{KG}}{kT} [\nabla \bar{\sigma}_B]_{x=x_B} \quad , \end{aligned} \quad (2.37)$$

wobei Ω das Atomvolumen, δ die effektive Korngrenzendicke und l die Begrenzungslinie des Hohlraumes zur Korngrenze sind. Der "Backstress" wirkt nur innerhalb der Reichweite der Korngrenzenaufdickung, R . Ersetzt man den Gradienten durch den Differenzquotienten,

$$[\nabla \bar{\sigma}_B]_{x=x_B} \approx (\bar{\sigma} - 2\gamma/r)/R \quad , \quad (2.38)$$

wählt einen halbkreisförmigen Hohlraum, $l = \pi x_B$, und setzt die Reichweite $R \approx x_B$ (x_B = Größe des Hohlraums), so läßt sich die Volumenwachstumsrate wie folgt darstellen:

$$\dot{V} \approx \pi \frac{\delta \cdot \Omega \cdot D_{KG}}{kT} (\bar{\sigma} - 2\gamma/r) \quad . \quad (2.39)$$

Für die von außen angelegte Spannung $\bar{\sigma}$ folgt dann:

$$\begin{aligned} \dot{\bar{\sigma}} &= -\dot{V} \frac{K_{eff}}{V} \\ &= -\frac{\pi \cdot K_{eff} \cdot \Omega \cdot \delta \cdot D_{KG}}{V \cdot kT} (\bar{\sigma} - 2\gamma/r) \quad , \end{aligned} \quad (2.40)$$

wobei K_{eff} ein effektiver Modul ist, der z. B. mit Hilfe der Gl. 2.28 spezifiziert werden kann. Der Term $2\gamma/r$ kann i. a. gegenüber der äußeren Spannung vernachlässigt werden, da die beobachtbaren bzw. meßbaren Hohlräume so groß sind, daß $2\gamma/r$ eine Größenordnung kleiner als $\bar{\sigma}$ ist.

Der Hohlraum wächst solange an und baut dadurch $\bar{\sigma}$ ab, bis der Gradient des "Backstresses" gegen Null geht: $\nabla \bar{\sigma}_B(x) \rightarrow 0$. In der Abb. 2.12 entspricht dies der plattenförmig aufgedickten Korngrenze (die mittlere Skizze der Abbildung). Die äußere Spannung ist mit dem Aussterben des Prozesses bis auf eine Restspannung, $\bar{\sigma}_R$, abgebaut. Mit dieser Restspannung als Randbedingung läßt sich die Differentialgleichung 2.40 integrieren und man erhält:

$$\bar{\sigma}(t) = \bar{\sigma}_R + [\bar{\sigma}(t=0) - \bar{\sigma}_R] \exp(-t/\tau_1) \quad . \quad (2.41)$$

Die Zeitkonstante τ_1 ist dann gegeben durch:

$$\tau_1 = \frac{V \cdot kT}{\pi \cdot K_{eff} \cdot \Omega \cdot \delta \cdot D_{KG}} \quad . \quad (2.42)$$

Nimmt man an, daß sich pro Korn mit einem mittleren Korndurchmesser von $\langle g \rangle$ ein Hohlraum bildet, dann ist das Volumen V gegeben durch: $V = \langle g \rangle^3$. Bei Leiterbahnen mit einer "Near-Bamboo"- oder "Bamboo"-Struktur ist der mittlere Korndurchmesser durch die Leiterbahndicke und -breite, d und b , zu ersetzen: $V = b \cdot d \cdot \langle g \rangle$.

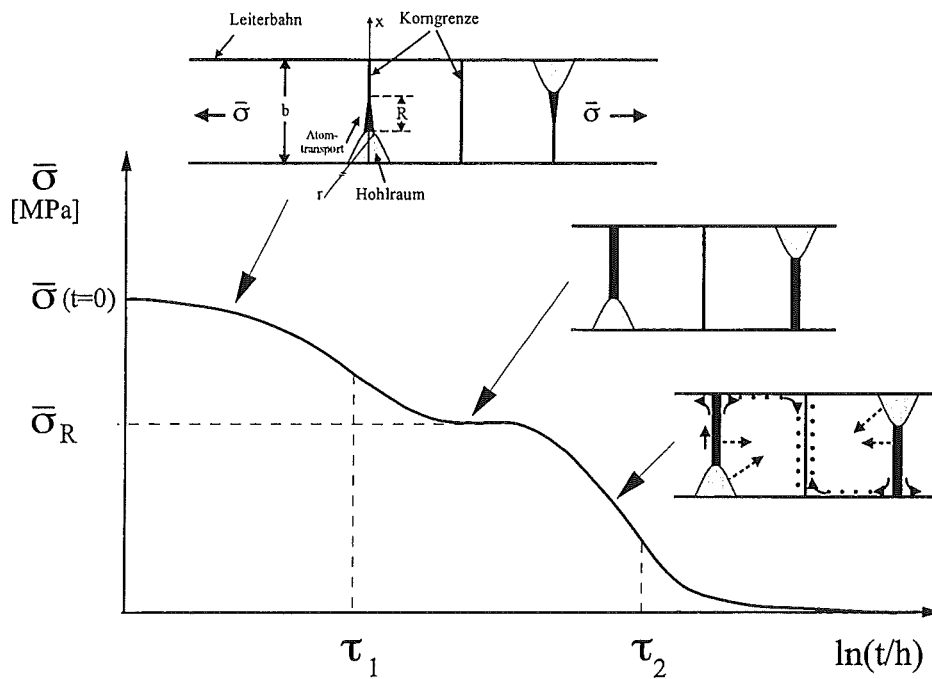


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung der drei Phasen des Hohlraumwachstums und die dazugehörige Spannungsentwicklung. Phase I: Wachstum des Hohlraums durch Teilchenfluß vom Hohlraum in die Korngrenze, die dadurch aufgedickt wird (r = Krümmungsradius der Porenoberfläche und R = Reichweite der Korngrenzenaufdickung). Übergangsphase: Der Prozeß der Phase I stirbt aus, wenn die Korngrenze überall gleichmäßig aufgedickt ist. Die Spannung ist bis auf eine Restspannung, $\bar{\sigma}_R$, relaxiert. Phase II: Durch Volumen- oder Grenzflächendiffusion gelangen Atome aus der Korngrenze in das Korn und der Prozeß der Phase I kommt entsprechend dem Abbau der Korngrenzenaufdickung wieder in Gang.

Nach dem Aussterben des Hohlraumwachstums durch Korngrenzendiffusion können in einer dritten Phase z. B. Atome aus der aufgedickten Korngrenze durch Volumen- oder auch Grenzflächendiffusion in das Korn diffundieren (die rechte Skizze in der Abb. 2.12). Durch diese Reduktion der Korngrenzenaufdickung kommt der 2. Prozeß wieder in Gang und der Hohlraum wächst weiter. Es ist bei der Volumendiffusion jedoch auch möglich, daß der Hohlraum anwächst, indem Atome direkt aus dem Hohlraum in das Korn diffundieren. Ist die Zeitkonstante der Volumen- bzw. Grenzflächendiffusion, τ_2 , viel größer als die des zweiten Prozesses, $\tau_2 \gg \tau_1$, so läßt sich Gl. 2.41 um den dritten Prozeß wie folgt erweitern:

$$\bar{\sigma}(t) = \bar{\sigma}_R \cdot \exp(-t/\tau_2) + [\bar{\sigma}(t=0) - \bar{\sigma}_R] \exp(-t/\tau_1) \quad . \quad (2.43)$$

Im Falle der Volumendiffusion erhält man die Zeitkonstante τ_2 , indem man in Gl. 2.42 die Diffusionskonstante für Korngrenzendiffusion wie folgt ersetzt: $D_{KG} \rightarrow D_V \cdot \langle g \rangle / \delta$, wobei D_V die Diffusionskonstante der Volumendiffusion ist.

Als möglicher Prozeß für die dritte Phase käme z. B. auch Versetzungsgleiten in Frage. Dieser Prozeß würde einem logarithmischen Zeitgesetz (z. B. Gl. 2.32) mit einer Zeitkonstante $\hat{\tau}$ entsprechen.

Kapitel 3

Experiment

3.1 Proben

Die in dieser Arbeit untersuchten Proben stammen aus zwei verschiedenen Quellen. Ein Teil der kontinuierlichen Al- und Au-Filme wurde im IFF durch Elektronenstrahlverdampfen hergestellt. Dagegen wurden alle Al(1wt%)Si(0,5wt%)Cu-Proben von der Firma Siemens AG [10] produziert. Da sich die Herstellung der Filme und deren weitere Präparation nach deren Herkunft unterscheiden, werden sie auch im folgenden getrennt beschrieben.

Alle untersuchten Proben sind in den nachfolgenden Tabellen 3.1, 3.2, 3.3 und 3.4 mit Angaben über die Schichtzusammensetzung und die mittleren Korngrößen aufgelistet.

3.1.1 Durch Elektronenstrahlverdampfen hergestellte Al- und Au-Filme

Vor dem Abscheiden der Schichten wurden im ersten Schritt die Substrate in Stücke von $40\text{mm} \times 60\text{mm}$ gebrochen und die Löcher, die der Einspannung der Probe dienen, durch Ultraschallschneiden unter Verwendung entsprechender Schneidewerkzeuge herausgeschnitten. Dann wurden naßchemisch die Balkenflächen auf etwa $90\mu\text{m}$ abgedünnt und die in Abb. 3.1 dargestellte Substratgeometrie herausgeätzt. Bei den Si-Substraten wurde eine Salpeter-,

Hilfsproben					
Probenbezeichnung	Substrat	Schichtfolge	Dicke [μm]	Atmosphäre	Probenherkunft
44s06	Si	SiO_2	0,8	He-H ₂	Siemens
62s22	Si	$\text{SiO}_2/\text{SiN}_x$	0,5/0,8	He-H ₂	Siemens
44s07-1	Si	$\text{SiO}_2/\text{Ti}/\text{TiN}$	0,5/0,12	He-H ₂	Siemens
44s07-2	Si	$\text{SiO}_2/\text{Ti}/\text{TiN}$	0,5/0,12	He	Siemens
Mo005	$\text{SiO}_2/\text{Si}/\text{SiO}_2$	Mo	0,05	He-H ₂	Jülich

Tabelle 3.1: *Hilfsproben*

Probenliste der kontinuierlichen Filme					
Probenbezeichnung	Substrat	Schichtfolge	Dicken d [μm]	$\langle g \rangle$ [μm]	Probenherkunft
Al10-1	SiO ₂ /Si/SiO ₂	Al	1,0	0,86	Jülich
Al10-2	SiO ₂	Al	1,0	0,92	Jülich
Au06	SiO ₂ /Si/SiO ₂	Mo/Au	0,05/0,6	0,83	Jülich
Au12	SiO ₂ /Si/SiO ₂	Mo/Au	0,05/1,15	2,32	Jülich
Au30	SiO ₂ /Si/SiO ₂	Mo/Au	0,05/2,95	4,96	Jülich
Au10	SiO ₂ /Si/SiO ₂	Mo/Au	0,01/0,96	1,86	Jülich
62s02	Si	SiO ₂ /AlSiCu	0,5/0,2	0,83	Siemens
63s03	Si	SiO ₂ /AlSiCu	0,5/0,8	4,13	Siemens
62s12	Si	SiO ₂ /AlSiCu	0,5/1,6	5,73	Siemens
62s23	Si	SiO ₂ /AlSiCu	0,5/3,2	7,62	Siemens
73s03	Si	SiO ₂ /TiTiN/AlSiCu	0,5/0,12/0,8	1,18	Siemens
63s25-d	Si	SiO ₂ /AlSiCu/SiN _x	0,5/0,8/0,8	3,58	Siemens

Tabelle 3.2: Tabelle der untersuchten kontinuierlichen Filme einschließlich der Schichtdicken und mittleren Korngrößen $\langle g \rangle = (4/N \cdot \pi)^{1/2}$ aufgelistet (N =Zahl der Körner pro cm^2).

unpassivierte Bahnen									
Probenbezeichnung	Bahnmaterial	d^{Al} [μm]	b [μm]	a	w [μm]	\tilde{d}^{Al} [μm]	TvS	TnS	$\langle g \rangle$ [μm]
63s04	AlSiCu	0,8	0,75	1,07	1,25	0,29	x		4,13
63s06	AlSiCu	0,8	0,75	1,07	1,25	0,29		x	
73s04	AlSiCu	0,8	1,0	0,80	1,0	0,40	x		1,18
73s08	AlSiCu	0,8	1,0	0,80	1,0	0,40		x	0,75

Tabelle 3.3: Tabelle der strukturierten Proben mit allen geometrischen Angaben sowie den mittleren Korngrößen. Dabei bedeuten: d^{Al} =Leiterbahndicke, b =Leiterbahnbreite, a =Aspektverhältnis, w =Abstand zwischen zwei Leiterbahnen, \tilde{d}^{Al} =effektive Leiterbahndicke, TvS=Temperatur vor der Strukturierung, TnS=Temp. nach der Strukturierung und $\langle g \rangle$ =mittlerer Korndurchmesser.

Bahnen, passiviert mit SiN _x										
Probenbezeichnung	Bahnmaterial	d ^{Al} [μm]	b [μm]	a	w [μm]	\tilde{d}^{Al} [μm]	\tilde{d}^{SiN_x} [μm]	TvS	TnS	< g > [μm]
63s12	AlSiCu	0,8	0,75	1,07	1,25	0,30	0,75	x		
63s18	AlSiCu	0,8	0,75	1,07	1,25	0,30	0,75		x	
73s17	AlSiCu	0,8	1,00	0,80	1,00	0,40	0,85	x		
73s18	AlSiCu	0,8	1,00	0,80	1,00	0,40	0,85		x	0,75
44s03	SiO ₂	0,8	0,8	1,00	1,20	0,40	0,80			

Tabelle 3.4: Tabelle der strukturierten und mit SiN_x passivierten Proben mit allen geometrischen Angaben sowie den mittleren Korngrößen. Dabei bedeuten: d^{Al}=Leiterbahndicke, b=Leiterbahnbreite, a=Aspektverhältnis, w=Abstand zwischen zwei Leiterbahnen, \tilde{d}^{Al} = effektive Leiterbahndicke, \tilde{d}_{SiN_x} = effektive Dicke der Passivation, TvS = Temperung vor der Strukturierung, TnS = Temperung nach der Strukturierung und < g > =mittlerer Korndurchmesser.

Essig- und Flußsäure-Mischung und beim SiO₂-Substrat verdünnte Flußsäure verwendet. Nach einer anschließenden Reinigung wurden die fertig strukturierten Si-Substrate thermisch oxidiert.

Als nächstes wurde auf der Substratrückseite von einem 4N-Target unter Verwendung des Sputtergases Xenon ein Temperaturfühler aus Pt aufgestäubt. Dessen Struktur, Abb. 3.2, mit 0,05mm breiten Leiterbahnen wurde durch Verwendung einer Edelstahlmaske erreicht.

Im letzten Schritt wurden dann die Schichten aufgebracht. Zur Herstellung der Al-Schichten wurde 5N-Al in einer UHV-Anlage durch Elektronenstrahlverdampfen aus Graphittiegeln bei einer Substrattemperatur von 250°C aufgedampft. Vor dem Aufdampfen erfolgte ein zehnstündiges Tempern des Substrats bei 300°C und eine anschließende Substratreinigung durch Ionenätzen mit Xe. Der Al-Film reichte dabei nicht bis zur Einspannung, um einen direkten Wärme fluß zwischen Einspannung und Film zu verhindern. Der Druck vor der Sputterreinigung betrug $1 \cdot 10^{-6}$ Pa, beim Aufdampfen selbst $2 \cdot 10^{-4}$ Pa. Aufgedampft wurden Schichten von 1,0 μm mit einer Rate von 10 Å/sec. Anschließend wurden die Dicke der Al-Schicht mit Hilfe des Oberflächenmeßtasters Dektak II [39] ermittelt. Vor dem Aufdampfen des Al wurde die Krümmung des Substrats bei RT mit Hilfe eines "Rodenstock-Laserinterferometers" vermessen.

Untersuchungen zur Kornorientierung in Al-Filmen auf Si-Substraten ergaben insbesondere bei Filmen von einigen μm Dicke ausgeprägte < 111 >-Fasertexturen [41]. Dies gilt auch bei der Verwendung von Quarzsubstraten [13]. Die Korngrößen sind nach einer Temperung bei 450°C lognormal-verteilt. Die mittlere Korngröße ist etwa gleich der Filmdicke. In derselben Aufdampfapparatur unter vergleichbaren Bedingungen hergestellte Al-Filme sind in den Arbeiten von V. Dietz [11] und W. Pill-Kauffmann [13] ausführlich charakterisiert worden.

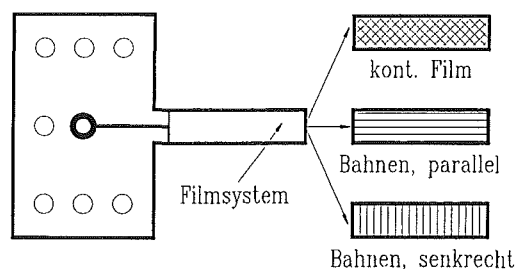


Abbildung 3.1: Schematische Aufsicht der Filmseite mit der Einspannung. Die Bohrungen dienen der Einspannung und Kontaktierung der Meßelektrode.

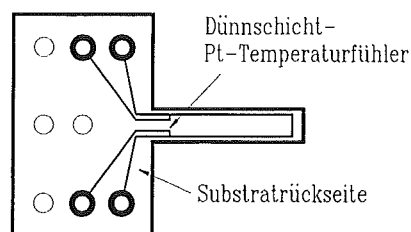


Abbildung 3.2: Schematische Aufsicht der Probenrückseite mit dem Pt-Temperaturmeßwiderstand. Die Bohrungen dienen der Einspannung und Kontaktierung des Temperaturfühlers.

Bei den Goldschichten mußte anders verfahren werden, da diese nur schlecht auf SiO_2 haften. Aus diesem Grunde wurde bei RT zuerst 10 bzw. 50nm Mo als Haftvermittler durch Elektronenstrahlverdampfen mit einer Rate von $5\text{\AA}/\text{s}$ und daran anschließend, ebenfalls bei RT, 100nm Au aus Kupfertiegeln durch Elektronenstrahlverdampfen mit einer Rate von $10\text{\AA}/\text{s}$ aufgebracht. Dann wurde das Substrat auf 350°C aufgeheizt und das restliche Au mit einer Rate von $10\text{\AA}/\text{s}$ aufgedampft. Vor dem Beginn der Aufdampfungen wurde das Substrat durch Glimmentladungen gereinigt. Der Druck betrug vor dem Aufdampfen $1 \cdot 10^{-6}\text{Pa}$ und während des Aufdampfens etwa $2 \cdot 10^{-5}\text{Pa}$. Nach Herstellung der Schichten wurden die Au-Filme im Vakuum bei 550°C getempert. Texturuntersuchungen der Schichten ergaben nahezu perfekt ausgeprägte $\langle 111 \rangle$ -Fasertexturen. Die Korngrößen waren wesentlich größer als bei den Al-Filmen (siehe Tabelle 3.2). Der mittlere Durchmesser der Körner war etwa zweimal so groß wie ihre Filmdicke war. Als Beispiel für die Kornstruktur sei auf die REM-Aufnahme der Probe Au12, Abb. 3.3, verwiesen. Detaillierte Angaben zur Größe der Körner können ebenfalls der Tabelle 3.2 entnommen werden.

3.1.2 Durch Aufstäuben hergestellte AlSiCu-Filme

Die AlSi(1wt.%)Cu(0,5wt.%) -Proben wurden alle auf sechs Zoll großen $\langle 100 \rangle$ -Si-Wafern von der Firma Siemens AG zur Verfügung gestellt. Die Wafer waren $680\mu\text{m}$ dick und thermisch oxidiert. Die Dicke des thermischen Oxids betrug $0,5\mu\text{m}$. Auf die oxidierten Wafer wurden bei $T = 145^\circ\text{C}$ AlSiCu-Filme in verschiedenen Dicken ($0,2\mu\text{m}$, $0,8\mu\text{m}$, $1,6\mu\text{m}$ und $3,2\mu\text{m}$) aufgestäubt. Bei einigen Proben, ihr Probenname beginnt immer mit der Zeichenfolge "73s", wurden vorher noch Ti/TiN-Schichten als Unterlagen bei $T = 300^\circ\text{C}$ aufgestäubt. Der Ti-Film war lediglich $0,02\mu\text{m}$ und der TiN-Film $0,10\mu\text{m}$ dick. Beide Filme wurden aus demselben Ti-Target hergestellt. Zur Erzeugung des TiN wurde während des Sputtervorgangs N_2 -Gas in die Kammer eingelassen, das zur Nitrierung der abgesputterten Ti-Atome führt.

Anschließend wurden die kontinuierlichen AlSiCu-Filme bei 450°C 15 Minuten in For-

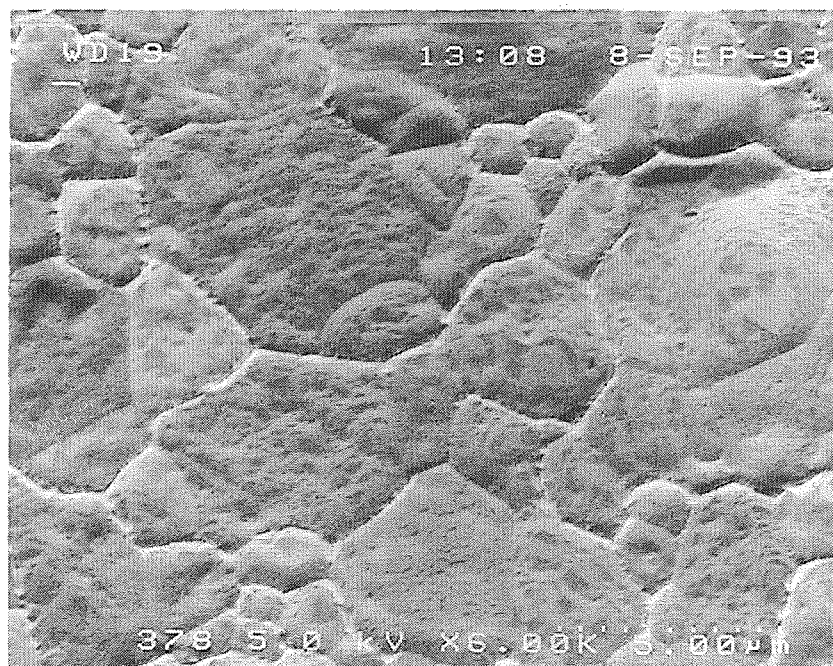


Abbildung 3.3: Rasterelektronenmikroskopaufnahme der Probe Au12 ($d^{Au} = 1,15\mu m$) mit senkrechten Strahleinfall.

miergas, N_2 -4% H_2 , getempert und dann auf RT abgekühlt. Bei der Probe 63s03 wurde eine $0,8\mu m$ dicke SiN_x -Passivation mittels PECVD-Verfahren bei einer Depositionstemperatur von $350^\circ C$ aufgebracht. Mit dieser Vorgehensweise wurde sichergestellt, daß die Passivierung nicht zu einer Veränderung der Mikrostruktur der AlSiCu-Filme führen kann, da die vorhergehende Temperung bereits die Stabilisierung der Mikrostruktur bewirkt hat.

Die zu strukturierenden AlSiCu-Filme hatten alle eine Dicke von $0,8\mu m$. Nach der Filmdeposition wurde bei ihnen differenzierter als bei den kontinuierlichen Filmen verfahren. Jeder Probentyp wurde doppelt hergestellt, wobei lediglich die Temperung des AlSiCu-Films variierte. Der eine Film wurde vor, der andere nach der Strukturierung 15 Minuten bei $450^\circ C$ in Formiergas getempert. Die vor der Strukturierung als Film getemperten Bahnen sollten die gleiche Mikrostruktur wie ein getemperteter kontinuierlicher Film gleicher Dicke aufweisen. Dagegen weisen die vor der Temperung strukturierten Bahnen eine kleinere Kornstruktur auf. Strukturiert wurden die AlSiCu-Filme durch reaktiven Ionenätzen nach Aufbringung und optischer Strukturierung eines Photolacks mittels einer Steppermaske. Falls der Film eine Ti/TiN-Unterlage besaß, wurde diese mitstrukturiert. Im letzten Schritt wurde ein Teil der Leiterbahnen bei etwa $350^\circ C$ durch ein PECVD-Verfahren mit SiN_x passiviert. Die Dicke der Passivation war nicht ganz einheitlich: Auf der Oberseite der Leiterbahn war sie etwa $0,55\mu m$ und zwischen den Bahnen, auf dem SiO_2 , und an den Seitenwänden der Bahn etwa $0,45\mu m$ dick. Ein Querschnitt der Probe 73s17 mit einer Ti/TiN-Unterlage ist in Abb. 3.4 in einer Rasterelektronenmikroskopaufnahme zu sehen.

Die strukturierten Filme lagen nicht als über den gesamten Wafer kontinuierlich verteilte, parallele Leiterbahnen vor. Vielmehr wurde, bedingt durch die "Stepper-Belichtungstech-

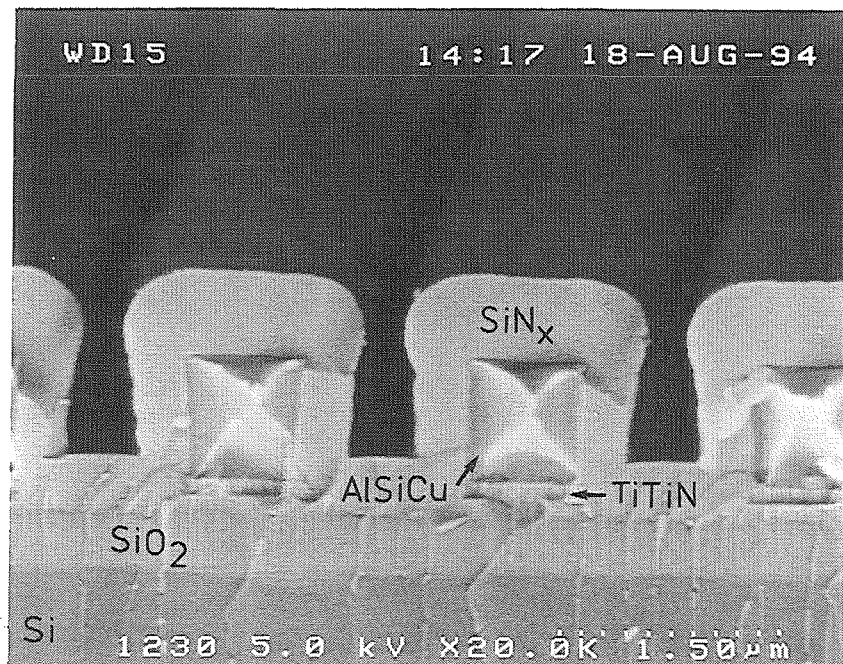


Abbildung 3.4: Rasterelektronenmikroskopaufnahme der Probe 73s17 im Querschnitt. Die Probe wurde im flüssigen Stickstoff gebrochen.

nik" und die zur Verfügung stehenden Masken, der Wafer in Flächen von $5000\mu\text{m} \times 5000\mu\text{m}$ strukturiert. Diese Quadratflächen haben jeweils einen Abstand $100\mu\text{m}$ voneinander. Sie bestehen aus 10 Leiterbahnen, die ca. $1\mu\text{m}$ breit, einen Abstand von ebenfalls $1\mu\text{m}$ voneinander haben und meanderförmig die gesamte quadratische Fläche bedecken sowie 21 Anschlußflächen von einer Größe von etwa $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$ und deren Zuleitungen. Der Anteil der mit AlSiCu bedeckten Fläche an der Wafergesamtfläche beträgt 47,5%. Der Anteil der parallel angeordneten AlSiCu-Leiterbahnen, also des meßtechnisch verwertbaren Probenbereichs, an der AlSiCu-Gesamtfläche beträgt etwa 97,5% und damit an der Wafergesamtfläche 46,3%.

Texturuntersuchungen der AlSiCu-Filme ergaben bei den Proben ohne Ti/TiN-Unterlage eine $\langle 111 \rangle$ -Spiralfasertextur mit einem mittleren Verkipfungswinkel der $\langle 111 \rangle$ -Richtung von $2,5^\circ$. Bei den Proben mit Ti/TiN-Unterlage wurde eine sehr stark ausgeprägte $\langle 111 \rangle$ -Fasertextur beobachtet [12]. Unterschiede zwischen vor und nach der Strukturierung getemperten Proben, z. B. eine bevorzugte Ausrichtung bestimmter Kornorientierungen in Leiterbahnrichtung, konnten nicht festgestellt werden. Die mittleren Korndurchmesser der AlSiCu-Filme ohne Ti/TiN-Unterlage sind etwa 2,5-5 mal so groß wie ihre Filmdicken. Die mittlere Korngröße des $0,8\mu\text{m}$ dicken AlSiCu-Film mit Ti/TiN-Unterlage, 73s03, ist um etwa den Faktor 4 kleiner als die des AlSiCu-Films gleicher Dicke ohne Ti/TiN-Unterlage (63s03) und etwa 1,5 mal so groß wie seine Filmdicke. In den Abb. 3.5 und 3.6 sind exemplarisch die Kornstrukturen der AlSiCu-Filme ohne und mit Ti/TiN-Unterlage in Rasterelektronenmikroskopaufnahmen dargestellt.

Die Cu-Atome sind bei einem Gewichtsanteil von 0,5% oberhalb von 330°C vollständig im Al in Lösung [15]. Unterhalb von 330°C bilden die Cu-Atome mit dem Al $\Theta\text{-Al}_2\text{Cu}$ -

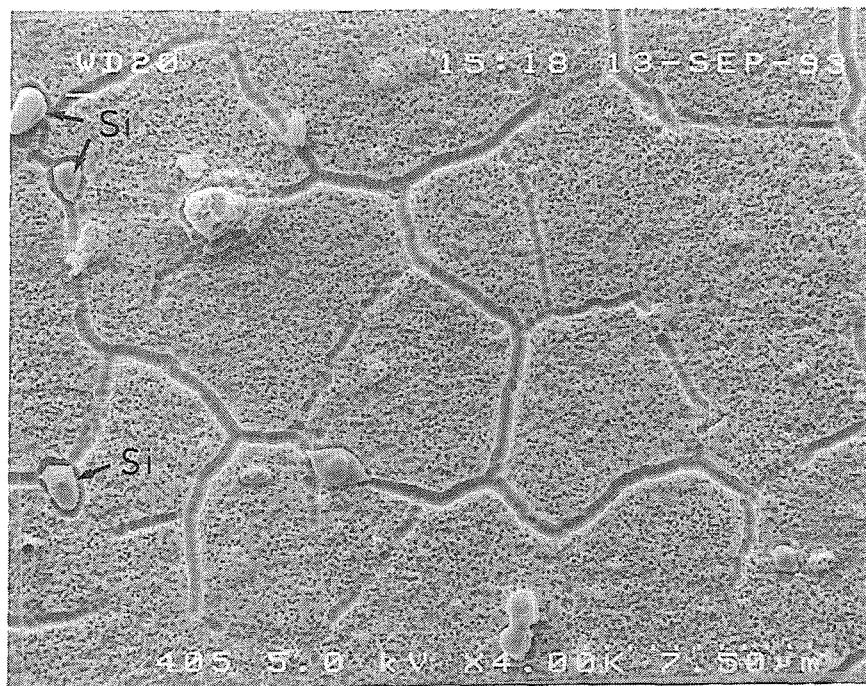


Abbildung 3.5: Rasterelektronenmikroskopaufnahme der Probe 63s18 mit senkrechten Strahleneinfall. Die Probe wurde in stark verdünnter KOH angeätzt. In der Abbildung sind einige typische Si-Ausscheidungen gekennzeichnet.

Ausscheidungen, die sich überwiegend in den Korntripelpunkten und den Korngrenzen bilden. Sie können bis zu $0,1\mu\text{m}$ groß werden [16]. Das Si überschreitet mit einem Gewichtsanteil von 1% an der Legierung die Löslichkeit im Al sogar im gesamten Temperaturbereich erheblich. Es bildet daher ebenfalls Ausscheidungen in Form von p-dotiertem Si. Diese Ausscheidungen sind erheblich größer als die Al_2Cu -Ausscheidungen und erreichen u. U. die Größe kleiner Al-Körner. In den Abb. 3.5 und 3.6 sind exemplarisch einige dieser Si-Ausscheidungen gekennzeichnet.

Um die Spannungen in der vorhandenen Apparatur messen zu können, wurden aus den Wafern nach dem im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Verfahren die Struktur gemäß Abb. 3.1 herausgeätzt und der Balken von der Substratrückseite her abgedünnt. Die Präparation des Substrates nach dem Abscheiden der Filme hat den Nachteil, daß das beim Abdünnen entfernte SiO_2 auf der Balkenrückseite fehlt. Deshalb kann kein Platintemperaturfühler auf der Probenrückseite aufgebracht werden, da dieser über das Si kurzgeschlossen würde. Als zweiter Nachteil erweist es sich, daß das auf der Probenseite nach wie vor vorhandene SiO_2 als eine weitere Schicht zum Meßeffect beiträgt, weil es nicht mehr durch die identische SiO_2 -Schicht auf der Balkenrückseite kompensiert wird.

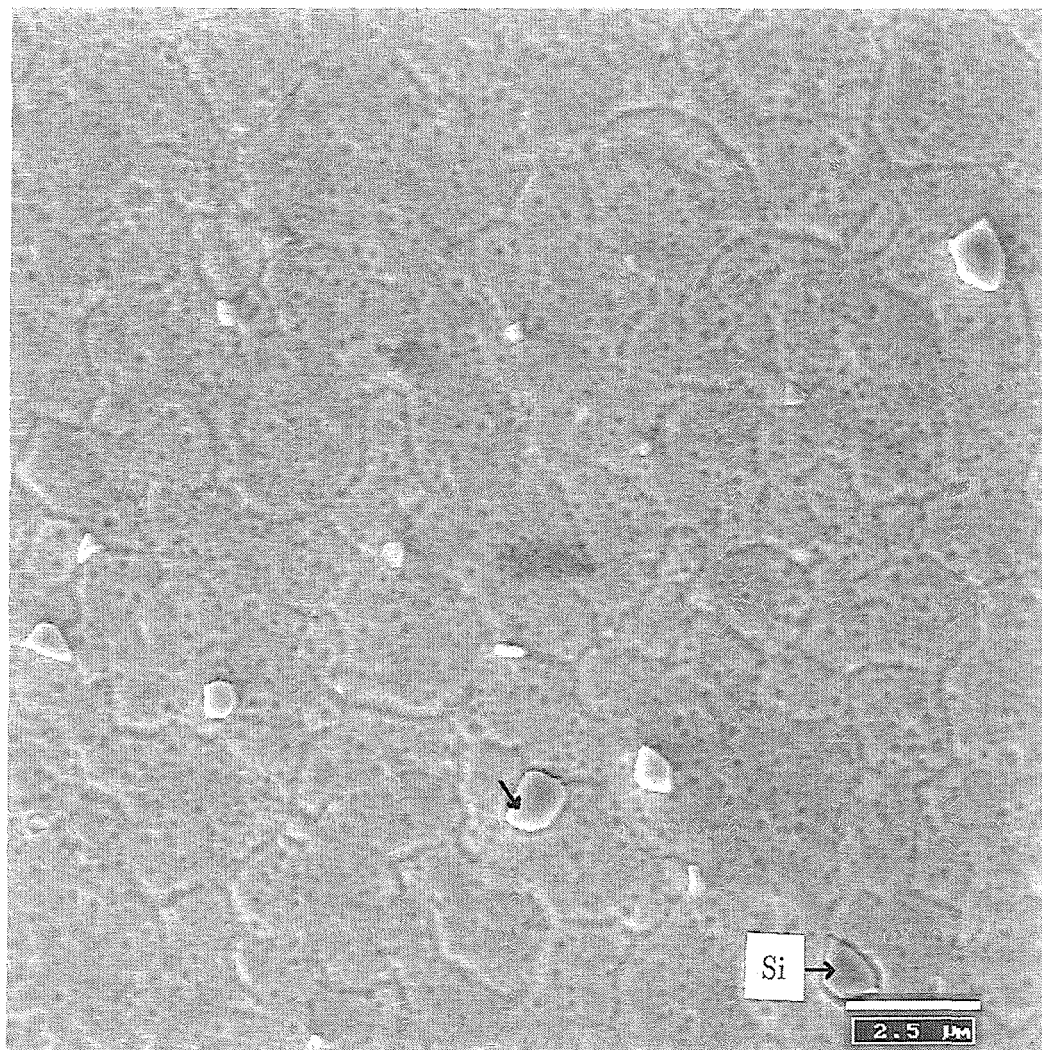


Abbildung 3.6: Rasterelektronenmikroskopaufnahme der Probe 73s03 mit senkrechten Strahleneinfall. Die Probe wurde in stark verdünnter KOH angeätzt. In der Abbildung sind einige typische Si-Ausscheidungen gekennzeichnet.

3.2 Meßprinzip und Apparaturaufbau

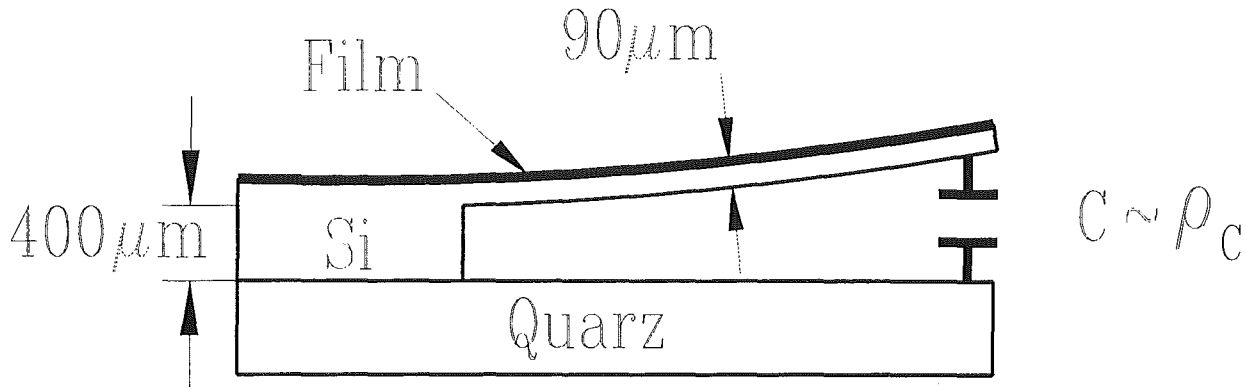


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung des Meßprinzips.

Eine ausführliche Beschreibung des Meßprinzips und auch des Aufbaus der Apparatur kann in [13, 14] nachgelesen werden. Nachfolgend werden deren wichtigsten Elemente und einige Ergänzungen gegenüber der Beschreibung in [13, 14] vorgestellt.

Zur Ermittlung der mittleren Filmspannungen gemäß Gl. 2.5 werden die Krümmungen ρ_{\parallel} und ρ_{\perp} des Substrat-Film-Verbundes mittels einer kapazitiven Meßmethode bestimmt, die in Abb. 3.7 schematisch dargestellt ist. Gemessen wird die Kapazität zwischen dem freien Ende der einseitig eingespannten Probe, die die Form eines Balkens von 2,7cm Länge, 0,7cm Breite und ca. $90\mu\text{m}$ Dicke hat, und einer festen Gegenelektrode. Diese ist auf der als Probenhalter dienenden Quarzplatte aufgebracht und vollständig von einem Schutzring umgeben, der, wie der gesamte Probenarm, auf Masse liegt. Mittels einer drei-Terminal-Schaltung werden Streukapazitäten gegen Masse eliminiert und nur die Kapazität zwischen Substrat und Gegenelektrode gemessen. Um die bei anisotroper Spannungsverteilung benötigten beiden Krümmungen, ρ_{\parallel} und ρ_{\perp} , zu bestimmen, müssen aus einer Probe (Wafer) zwei Balken herauspräpariert werden. Leiterbahnen parallel zur Balkenlängsrichtung ermöglichen die Messung der parallelen Krümmung, ρ_{\parallel} , Leiterbahnen quer zur Balkenlängsrichtung dementsprechend die Messung der Querkrümmung, ρ_{\perp} .

Bei einem Abstand zwischen Balken und Gegenelektrode von ca. $400\mu\text{m}$ erhält man eine Kapazität von etwa: $C \approx 0,5\text{pF}$. Mit der eingesetzten Meßbrücke [37] wird je nach Integrationszeit eine Auflösung von $10^{-5} - 10^{-6}\text{pF}$ erreicht. Dies entspricht einer Meßgenauigkeit von besser als $\Delta C/C = 0,00002$.

Die Umrechnung von Kapazität in Krümmung erfolgt mittels einer optischen Kalibrierung. Mit Hilfe eines Meßfernrohres werden die Substratkrümmungen vermessen. Zusätzlich werden sie vor dem Einbau und nach dem Ausbau bei RT interferometrisch mit hoher Genauigkeit bestimmt. Die Beziehung zwischen der gemessenen Kapazität, C , und der dazugehörigen Krümmung läßt sich durch eine Polynomfunktion, $\rho_C(C)$, beschreiben. In deren Berechnung gehen die beiden interferometrisch gewonnenen Punkte mit höherer Gewichtung ein.

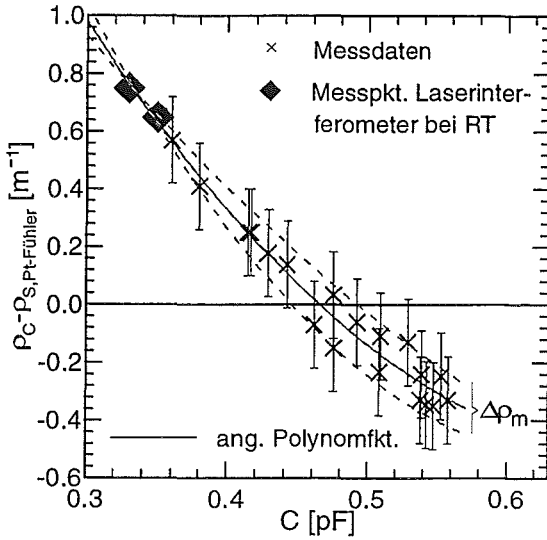


Abbildung 3.8: Aufgetragen sind die optisch bestimmten Krümmungen als Funktion der Kapazität sowie die an diese Daten angepasste Polynomfunktion. Die Krümmungen sind bereits um die Substratkrümmung ohne Film und den temperaturabhängigen Beitrag des Pt-Widerstandsfühlers korrigiert.

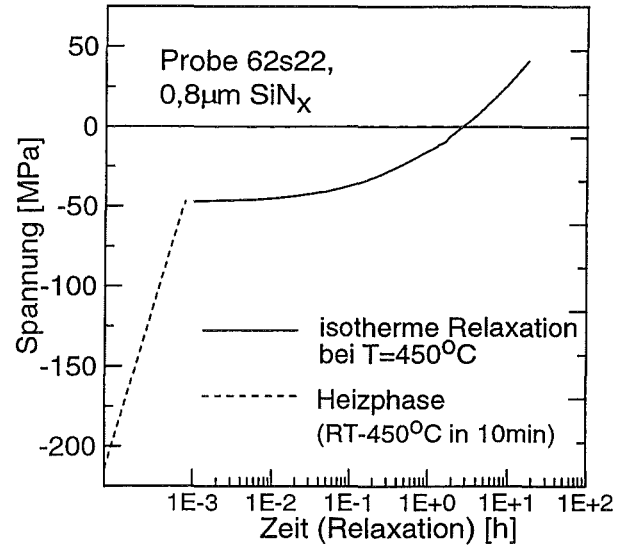


Abbildung 3.9: Aufgetragen ist der Spannungsverlauf des kontinuierlichen SiN_x -Films mit der Zeit beim erstmaligen Aufheizen (gestrichelte Linie) auf 450°C und bei der anschließenden Temperung über 16h bei 450°C (durchgezogene Linie). Die Zeitskala beginnt mit dem Erreichen der Temperaturempertemperatur (450°C).

In der Abb. 3.8 sind typische, mittels optischer Kalibrierung und des Laserinterferometers bestimmte Krümmungsdaten (der Probe Al10-2) sowie die daran angepasste Polynomfunktion, $\rho_C(C)$, abgebildet. Die Krümmungspunkte und die angepasste Funktion sind bereits um die athermische Substratkrümmung ohne Film, ρ_S , und um den temperaturabhängigen Krümmungsbeitrag des Pt-Temperaturfühlers, $\rho_{\text{Pt-Fühler}}$, korrigiert. Auch bei einer Temperaturänderung von 450°C führt der Temperaturfühler wegen seiner geringen effektiven Dicke nur zu einer geringen Krümmungskorrektur. Nur die um diese beiden Krümmungen ρ_S und $\rho_{\text{Pt-Fühler}}$ korrigierte Krümmung,

$$\rho_{\parallel,\perp} = \rho_C(C) - \rho_S - \rho_{\text{Pt-Fühler}}(T) = \rho_C(C) - \rho_{S,\text{Pt-Fühler}}(T) \quad , \quad (3.1)$$

geht in die Berechnung der mittleren Filmspannungen nach Gl. 2.5 ein. Die durch die optische Kalibrierung gewonnenen Krümmungen lassen sich bis auf $\pm 0,15\text{m}^{-1}$ genau bestimmen. Der Fehler der interferometrisch bestimmten Daten bei RT ist zu vernachlässigen. Daher ist der von der Kapazität abhängende Fehler in den Krümmungen gegeben durch: $\Delta\rho_{\parallel,\perp} = \Delta\rho_C - \Delta\rho_{S,\text{Pt-Fühler}} = (|C - C_{\text{RT}}| / |C_{\text{max}} - C_{\text{RT}}|) \cdot \frac{1}{2} \cdot \Delta\rho_m$, wobei C_{max} die maximale gemessene Kapazität, C_{RT} die gemessene Kapazität bei RT und $\frac{1}{2}\Delta\rho_m \approx 0,04\text{m}^{-1}$ der mittlere Fehler in der optischen Krümmungsmessung ist. Ausgehend von einer Substratdicke von $90\mu\text{m}$ und einer Filmdicke von $1\mu\text{m}$ führt der Fehler in der Krümmung bei der maximal gemessenen Kapazität zu einem Spannungsfehler von etwa 10MPa, während er bei RT vernachlässigbar ist. Die Ungenauigkeiten in der Filmdicke von $0,01\mu\text{m}$ und in der Substratdicke von $2\mu\text{m}$

führen außerdem zu einem relativen Fehler von etwa 4% in den Spannungswerten.

Zum Aufheizen der Proben wird ein Lampenofen [38] verwendet, der schnelle Temperatursprünge von bis zu 50°C/s ermöglicht. Die Lampen sind konzentrisch angeordnet und verleihen dem Ofen einen homogenen, zylindrischen Temperaturbereich von 15cm Länge und 3cm Durchmesser. Für die schnelle Erfassung der Probentemperatur dient der Pt-Dünnschichttemperaturfühler auf der Substratrückseite, dessen elektrischer Widerstand mittels 4-Punkt-Messung bestimmt wird. Zur Kalibrierung des Widerstandes wird ein Ni-NiCr-Thermoelement verwendet, das bis auf 1-2mm an den Balken herangeführt wird. Da zudem immer eine leicht strömende Schutzgasatmosphäre (He-4%H₂) bzw. reine He-Atmosphäre mit leichtem Überdruck verwendet wird, ist für guten Temperatúrausgleich gesorgt. Durch den in die Probe integrierten Temperaturfühler können Temperatursprünge von 30°C in 5s geregelt werden. Nach einem kurzen Überschwinger von maximal 1°C wird spätestens 60s nach dem Temperatursprung eine Stabilität von $\Delta T = 0,03^\circ\text{C}$ erreicht.

Alle Proben wurden nach dem Einbau in die Apparatur, jedoch bevor irgendeine Messung durchgeführt wurde, mindestens 2 Stunden bei 450°C getempert. Bei den mit SiN_x passivierten Proben betrug dieser Zeitraum sogar mindestens 16 Stunden. Dies war besonders wichtig, da bei einer Temperaturbehandlung bei höheren Temperaturen als der Passivierungstemperatur, sie lag bei etwa 350°C, der bei der Abscheidung eingebaute Wasserstoff ausgetrieben wurde [36]. Die beim erstmaligen Aufheizen entstehende Spannungsänderung eines kontinuierlichen SiN_x-Films und die Spannungsänderung während der anschließenden Temperung über 20h bei 450°C kann der Abb. 3.9 entnommen werden. Da sich die isotherme Spannungsrelaxation für große Zeiten bei 450°C linear auf der logarithmischen Zeitskala ändert, können bei anschließenden Messungen bei Temperaturen unterhalb von 450°C Spannungsrelaxationen im SiN_x vernachlässigt werden.

Die Apparatur wurde außerdem um eine Kühlvorrichtung ergänzt. Über das die Probe umschließende Quarzrohr wurde, falls gekühlt werden sollte, ein weiteres Rohr gestülpt und der Zwischenraum zwischen den beiden Rohren je nach Bedarf mit flüssigen Stickstoff aufgefüllt. Die Probentemperatur konnte so auf etwa -180°C abgesenkt werden. Eine Regelung der negativen Celsius-Temperaturen war nicht möglich. Es konnte lediglich kontinuierlich abgekühlt bzw. aufgeheizt werden.

Kapitel 4

Meßergebnisse: Kontinuierliche Filme

In den beiden folgenden Kapiteln werden die Messungen an den kontinuierlichen Al-, AlSiCu- und den Au-Filmen vorgestellt und diskutiert. Die untersuchten Proben sind in der Tabelle 3.2 (S. 24) aufgelistet.

4.1 Thermisches Zyklieren

Die vorgestellten Ergebnisse stammen alle aus dem 4. Temperaturzyklus oder einem noch höheren. Damit ist sichergestellt, daß das Wachstum bzw. Verschwinden von Hügeln während des thermischen Zyklierens die Spannungen nicht beeinflußt, da dieser Prozeß mit dem 3. Temperaturzyklus ausstirbt. Der Einfluß der Hügelbildung auf die Spannung (im wesentlichen im Druckbereich) und das Aussterben des Prozesses wurde in der Arbeit von W. Pill-Kauffmann [13] ausführlich untersucht und nachgewiesen. Die Heiz- bzw. Kühlrate betrug standardmäßig bei allen Proben $0,5^\circ\text{C/s}$. Unterhalb von 150°C wurde die Kühlrate allerdings mangels aktiver Kühlung deutlich kleiner.

Zur Auswertung diente die Stoney-Gleichung, Gl. 2.6. Für die Substrate wurden folgende Materialparameter verwendet: $E^{\text{Si}} = 131\text{GPa}$, $E^{\text{SiO}_2} = 72\text{GPa}$, $\nu^{\text{Si}} = 0,2783$ und $\nu^{\text{SiO}_2} = 0,16$ [19, 21].

4.1.1 Al-Filme

Zuerst werden die Ergebnisse der Messungen der beiden $1\mu\text{m}$ dicken Al-Filme Al10-1 und Al10-2 vorgestellt. In der Abb. 4.1 sind die gemessenen Spannungsverläufe über der Temperatur aufgetragen. Der Al-Film Al10-1 (durchgezogene Linie) befindet sich zum Meßbeginn bei RT mit 190MPa unter Zugspannung. Beim Abkühlen auf -110°C steigt die Spannung leicht auf 205MPa an. Erwärmen der Probe führt zum linearen, elastischen Abbau der Zugspannung mit der Temperatur. Bei etwa 0°C wechselt die Spannung von Zug nach Druck. Der Anstieg der Druckspannung mit der Temperatur wird dann flacher und bei etwa 290°C erreicht sie mit -90MPa ein Maximum. Der Bereich des Spannungswechsel von Zug nach Druck wird im folgenden als Übergangsbereich bezeichnet. Nach dem bei polykristallinen Metallen bekannten, sogenannten Bauschinger-Effekt verformt sich das Metall bei Spannungsumkehr leichter [42]. Eine weitere Erhöhung der Temperatur führt dann zu einer

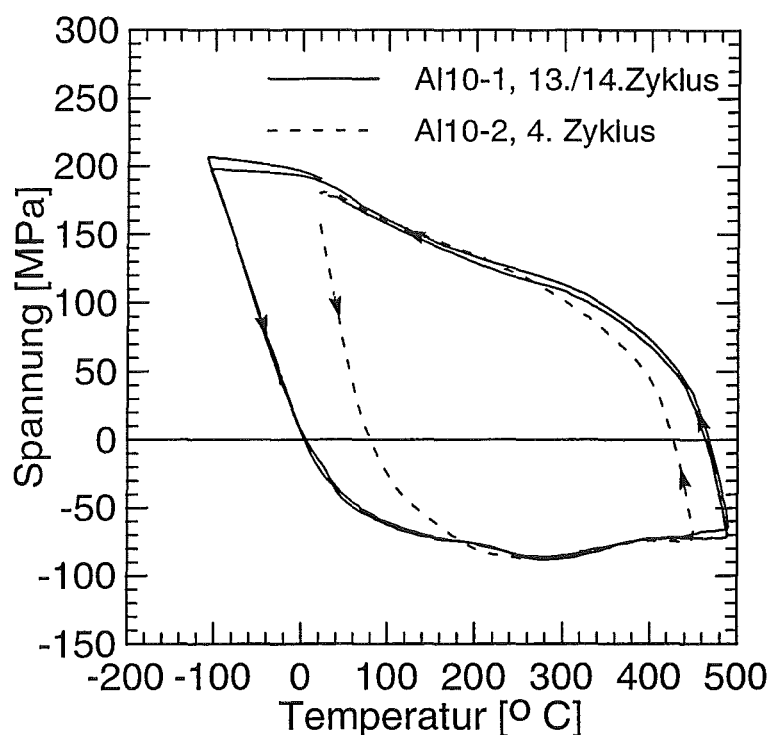


Abbildung 4.1: Spannungsverlauf der Al-Probe Al10-1 im 13./14. Zyklus und der Probe Al10-2 im 4. Zyklus. Beide Proben sind $1\mu\text{m}$ dick.

Abnahme der Druckspannung. Bei 490°C beträgt sie noch etwa -70MPa . Wird der Al-Film wieder abgekühlt, so reduziert sich die Druckspannung elastisch und wechselt bei etwa 460°C von Druck nach Zug. Weitere Temperaturerniedrigung führt zum Aufbau von Zugspannung. Der durch den Bauschinger-Effekt bestimmte Übergangsbereich fällt unter Zugspannung deutlich geringere als unter Druckspannung aus. Ab etwa 310°C steigt die Zugspannung dann linear mit abnehmender Temperatur an. Bei RT wird wieder die Ausgangsspannung von 190MPa erreicht. Unmittelbar nach Erreichen der RT wurde der Temperaturzyklus wiederholt. Der Spannungs-Temperatur-Verlauf des 14. Zyklus' stimmt nahezu perfekt mit dem 13. Zyklus überein.

Der ebenfalls in der Abb. 4.1 eingezeichnete Spannungsverlauf der Probe Al10-2 (gestrichelte Linie) ist im wesentlichen identisch mit dem der Probe Al10-1. Die Unterschiede sind ausschließlich durch das geringere untersuchte Temperaturintervall bedingt. Es sei noch darauf hingewiesen, daß der Al-Film Al10-1 auf einem Si-Substrat und der Film Al10-2 auf einem Quarzglassubstrat aufgebracht waren.

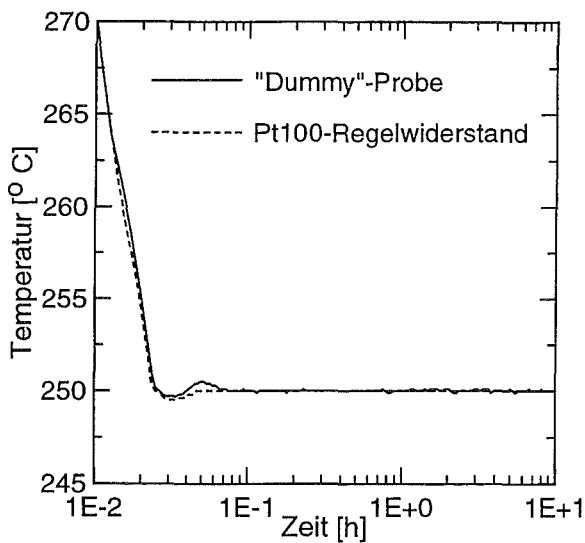


Abbildung 4.2: Temperaturverlauf des Regelwiderstandes Pt100 (gestrichelte Linie) und einer "Dummy"-Probe (durchgezogene Linie), die aus einem Al-Film auf einem SiO₂-Substrat und einem auf der Substratrückseite aufgesputterten Pt-Temperaturfühler besteht.

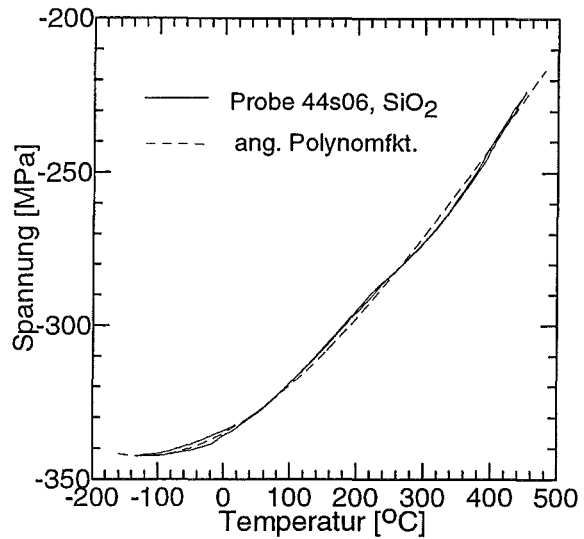


Abbildung 4.3: Spannungs-Temperatur-Verlauf der Probe 44s06 als durchgezogene Linie. Die SiO₂-Schicht ist 0,8µm dick. Die gestrichelte Linie zeigt die numerische Anpassung durch eine Polynomfunktion.

4.1.2 AlSiCu-Filme

Auswertekorrekturen bei kontinuierlichen Schichtsysteme

Bei den AlSiCu-Filmen (Siemens-Proben) war das Aufbringen eines Temperaturfühlers auf der Substratrückseite nicht möglich, da es ansonsten zu einem Kurzschluß zwischen dem Si-Substrat und dem Pt-Fühler gekommen wäre. Aus diesem Grunde wurde unmittelbar neben der Balkenprobe und in etwa gleichen Abstand zum Probenhalter freischwebend ein kommerzieller Pt100-Widerstand aufgehängt. Mit dieser Anordnung konnten zwar keine sehr schnellen Temperatursprünge mehr durchgeführt werden, doch konnten die Überschwinger unmittelbar nach einem Sprung auf 1,5°C begrenzt und spätestens nach 4 Minuten eine Temperaturstabilität von $\Delta T = 0,06^\circ\text{C}$ erreicht werden. Dies wird in den Temperaturverläufen der Abb. 4.2 deutlich.

Alle AlSiCu-Filme besitzen präparationsbedingt nur eine einseitige SiO₂-Isolationsschicht. Deren Spannungsbeitrag muß korrigiert werden. Die SiO₂-Spannung wurde als Funktion der Temperatur mit Hilfe der Messung einer einzelnen Schicht (Probe 44s06) bestimmt, deren Spannungs-Temperatur-Verlauf in Abb. 4.3 aufgetragen ist. Die Spannungskurve kann mittels einer Polynomfunktion dritten Grades beschrieben werden: $\bar{\sigma}^{\text{SiO}_2}(T) = (-333,1 + 0,116T/^\circ\text{C} + 0,000417(T/^\circ\text{C})^2 - 3,017 \cdot 10^{-7}(T/^\circ\text{C})^3) \cdot \text{MPa}$.

Einige Schichtsysteme, siehe die Tabellen 3.2 (S. 24), 3.3 (S. 24) und 3.4 (S. 25), verfügen außerdem über eine 0,12µm dicke Ti/TiN-Unterlage der AlSiCu-Filme. Um den

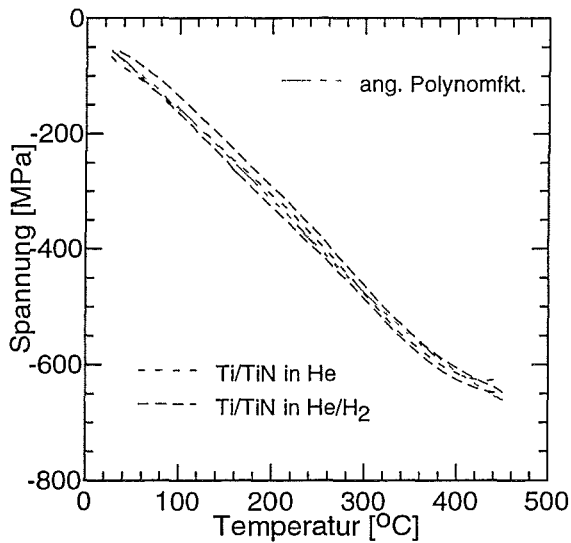


Abbildung 4.4: Spannungs-Temperatur-Verlauf der Proben 44s07-1 und 44s07-2 sowie eine numerische Anpassung an die Kurven. Die Ti/TiN-Schicht ist 0,12µm dick.

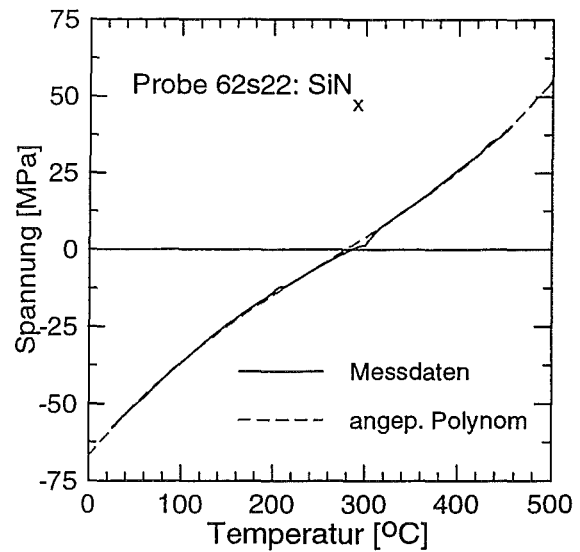


Abbildung 4.5: Spannungs-Temperatur-Verlauf der Probe 62s22, 0,8µm SiN_x, sowie der Verlauf der numerisch angepassten Spannung (gestrichelte Linie).

Ti/TiN-Anteil korrigieren zu können, wurden zwei Proben mit SiO₂/Ti/TiN-Schichten untersucht. Die Schicht aus Ti und TiN wurden als eine Schicht behandelt. Um die Einflüsse des Wasserstoffs aus der Schutzgasatmosphäre auszuschließen, wurde die eine Probe in reiner He-Atmosphäre und die zweite in der sonst üblichen He – H₂-Atmosphäre während des thermischen Zyklrierens vermessen. Der Spannungs-Temperatur-Verlauf beider Proben ist im Abb. 4.4 aufgetragen. Eine Abhängigkeit der Spannung im Ti/TiN von der gewählten Atmosphäre konnte innerhalb der Meßgenauigkeit nicht festgestellt werden. Die in der Abb. 4.4 ersichtlichen geringen Unterschiede zwischen Aufheiz- und Abkühlkurve zeigen, daß die Abweichungen vom elastischen Verlauf relativ klein sind. Wegen der Dickenverhältnisse des Ti/TiN zum AlSiCu wird der Meßeffect bei den AlSiCu-Filmen somit nur wenig durch die Relaxationsprozesse im Ti/TiN gestört. Der Spannungs-Temperatur-Verlauf aus der Aufheiz- und Abkühlkurve wurde gemittelt und dann numerisch wie folgt angepaßt: $\bar{\sigma}^{\text{Ti/TiN}} = [-27,3 - 1,072T/^{\circ}\text{C} - 0,0028(T/^{\circ}\text{C})^2 + 4,49 \cdot 10^{-6}(T/^{\circ}\text{C})^3] \text{MPa}$.

Bei den passivierten, kontinuierlichen AlSiCu-Schichten muß zusätzlich der Beitrag der Passivationschicht abgezogen werden. Deren Spannungs-Temperatur-Verlauf wurde durch Messung einer - präparationsbedingt - Doppelschicht SiO₂/SiN_x, Probe 62s22, ermittelt. Die gemessenen Werte der Probe 62s22, korrigiert um den Beitrag der SiO₂ - Schicht, sind in der Abb. 4.5 als Funktion der Temperatur aufgetragen. Sie lassen sich durch folgende Gleichung numerisch beschreiben: $\bar{\sigma}^{\text{SiN}_x} = (-66,9 + 0,364T/^{\circ}\text{C} - 0,00070(T/^{\circ}\text{C})^2 + 9,25 \cdot 10^{-7}(T/^{\circ}\text{C})^3) \text{MPa}$. Aus dem Spannungsverlauf wurde auch der E-Modul des SiN_x zu $E^{\text{SiN}_x} = 77 \text{GPa}$ bestimmt, wobei $\alpha^{\text{SiN}_x} = 1,6/(^{\circ}\text{C})$ und $\nu^{\text{SiN}_x} = 0,3$ gesetzt wurden. Dieser E-Modul des SiN_x wurde in den FEM-Berechnungen verwendet.

Mit den so gewonnenen Spannungen in den SiO₂-, Ti/TiN- und SiN_x-Schichten wird

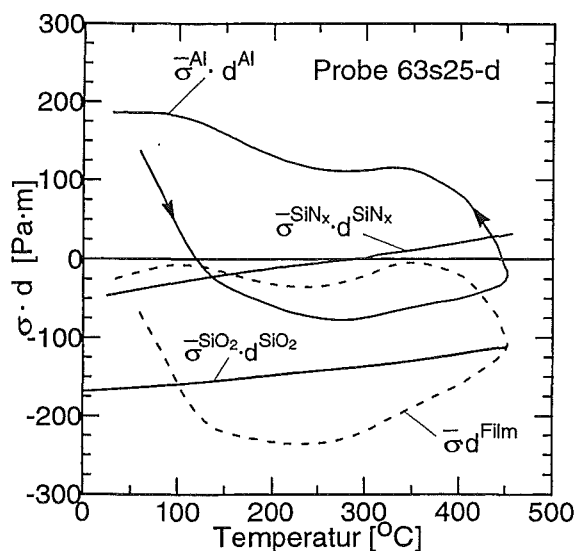


Abbildung 4.6: Darstellung der Auswertung passivierter, kontinuierlicher Filme. Aufgetragen sind die Beiträge der einzelnen Schichten, $\sigma \cdot d$, als Funktion der Temperatur.

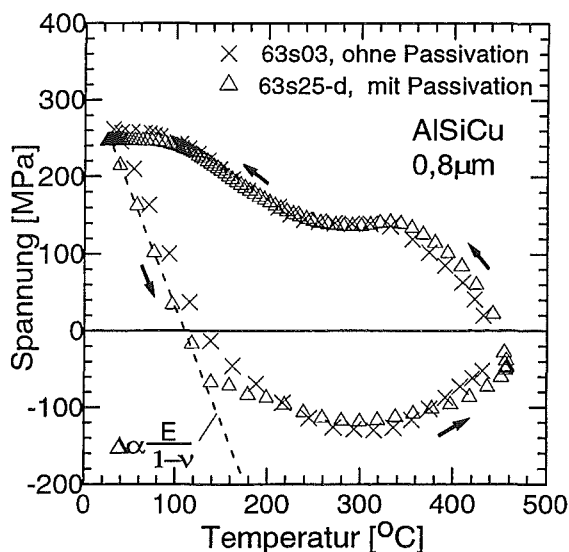


Abbildung 4.7: Spannungsverlauf der AlSiCu-Proben 63s25 und 63s03 im 4. Zyklus als Funktion der Temperatur. Die Gerade entspricht dem elastischen Spannungsverlauf.

die Spannung im AlSiCu-Film unter Verwendung der Gl. 2.8 wie folgt berechnet:

$$\bar{\sigma}^{Al} = \bar{\sigma} \cdot \frac{d^{Film}}{d^{Al}} - \bar{\sigma}^{SiO_2} \cdot \frac{d^{SiO_2}}{d^{Al}} - \bar{\sigma}^{Ti/TiN} \cdot \frac{d^{Ti/TiN}}{d^{Al}} - \bar{\sigma}^{SiN_x} \cdot \frac{d^{SiN_x}}{d^{Al}} \quad (4.1)$$

Setzt sich eine Probe nicht aus allen Schichten zusammen, ist sie z. B. unpassiviert, so ist die entsprechende Schichtdicke gleich Null zu setzen. Die Krümmung des Substrates ohne Film wurde nach Beendigung der Messung nach Entfernung aller Schichten ermittelt.

In den Meßfehler der Spannung des Al-Films gehen die Meßfehler aller Schichten einer Probe ein. Bei RT ist dieser Fehler wegen der dortigen interferometrischen Krümmungsbestimmung zu vernachlässigen. Der Fehler steigt mit zunehmender Temperatur an und wird bei 450°C maximal. Er beträgt z. B. bei der Probe 63s25-d, sie weist wegen der meisten zu korrigierenden Schichten den größten Fehler auf, bei 450°C ± 12 MPa.

Kontinuierliche AlSiCu-Filme

Die oben skizzierte Auswertung wird im folgenden anhand des Probe 63s25-d im Detail erläutert. Der Film dieser Probe setzt sich aus einer 0,5 μm dicken SiO₂-Unterlage, der 0,8 μm dicken AlSiCu-Schicht und einer 0,8 μm dicken SiN_x-Passivation zusammen. In der Abb. 4.6 ist der Verlauf $\bar{\sigma} \cdot d^{Film}$ über der Temperatur als gestrichelte Linie aufgetragen. Zusätzlich sind die Beiträge der SiO₂-Schicht, $\bar{\sigma}^{SiO_2} \cdot d^{SiO_2}$, und der SiN_x-Passivation, $\bar{\sigma}^{SiN_x} \cdot d^{SiN_x}$, eingezeichnet. Im ersten Schritt der Auswertung wird vom Meßwert, $\bar{\sigma} \cdot d^{Film}$, der Beitrag der SiO₂-Schicht und der SiN_x-Schicht abgezogen. Das Ergebnis, $\bar{\sigma}^{Al} \cdot d^{Al}$, ist in der Abbildung als durchgezogene Linie dargestellt. Um die Spannung im AlSiCu-Film zu erhalten, muß durch die Dicke der AlSiCu-Schicht, $d^{AlSiCu} = 0,8 \mu m$, dividiert werden. Die so erhaltene Spannung ist

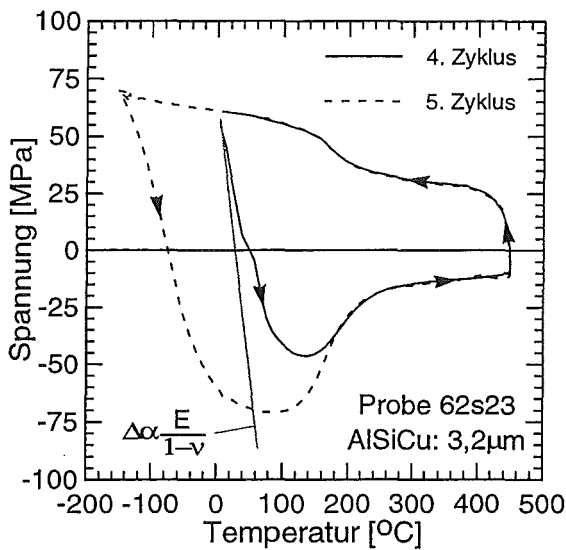


Abbildung 4.8: Spannungsverlauf der AlSiCu-Probe 62s23 im 4. Zyklus als Funktion der Temperatur.

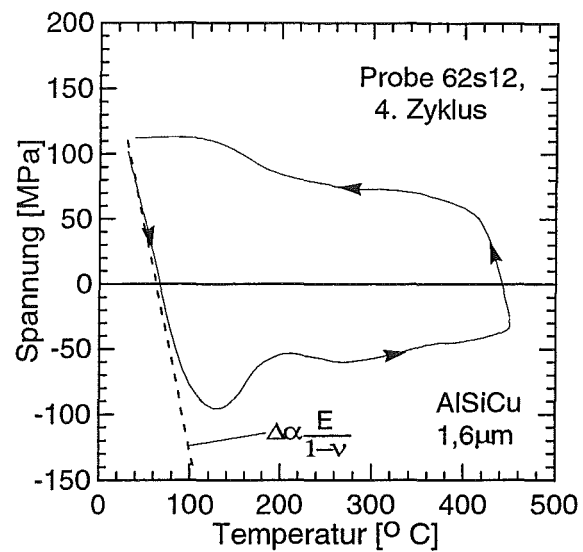


Abbildung 4.9: Spannungsverlauf der AlSiCu-Probe 62s12 im 4. Zyklus als Funktion der Temperatur.

in der Abb. 4.7 als Funktion der Temperatur durch Δ -Symbole dargestellt. Die \times -Symbole zeigen zum Vergleich den Temperatur-Spannungs-Verlauf einer unpassivierten AlSiCu-Probe gleicher Dicke (Probe 63s03). Innerhalb der Meßfehler sind keine Unterschiede in den Spannungen zwischen dem passivierten und dem unpassivierten AlSiCu-Film festzustellen. (Nur der Spannungsverlauf beim anfänglichen Abkühlen der unpassivierten Probe ist um etwa 10°C nach oben verschoben, da der Startpunkt bei 30°C und nicht bei 20°C wie bei der passivierten Probe liegt.)

In Abb. 4.7 ist zusätzlich als Gerade der nach dem Hookschen Gesetz erwartete, anfänglich elastische Spannungsabbau während der Aufheizphase eingezeichnet. Werden die Filme weiter erwärmt, so wird Druckspannung aufgebaut. Nach dem Übergangsbereich wird bei rund 300°C mit -120MPa bei beiden Proben ein Maximum der Druckspannung erreicht. Eine weitere Erhöhung der Temperatur über 300°C hinaus führt zu einer linearen Abnahme der Fließspannung mit der Temperatur. Bei 460°C beträgt sie noch -50MPa. Werden die Proben wieder auf RT abgekühlt, so reduziert sich anfangs mit abnehmender Temperatur die Druckspannung elastisch. Bei etwa 430°C wechselt die Spannung in beiden Proben von Druck nach Zug. Die Zugspannung steigt weiter an, erreicht bei 340°C ein Plateau, um ab etwa 230°C wieder stark anzusteigen. Ab etwa 100°C steigt die Zugspannung beim weiteren Abkühlen nur noch geringfügig an.

Der Spannungsverlauf während des thermischen Zyklierens wurde auch an weiteren AlSiCu-Filmen mit den Dicken 0,2µm, 1,6µm und 3,2µm untersucht. Die Ergebnisse sind in den Abb. 4.10, 4.9 und 4.8 dargestellt.

Ein Vergleich der Fließspannungen unter Zug ($T < 375^\circ\text{C}$) und unter Druck ($T > 360^\circ\text{C}$) zeigt, daß der Betrag der Fließspannung deutlich von der Filmdicke abhängt: Je kleiner die Filmdicke, desto höher die Fließspannung! Um die Abhängigkeit quantifizieren zu können, wurde in der Abb. 4.11 die gemessenen Zugspannungen bei 60°C und die gemessenen

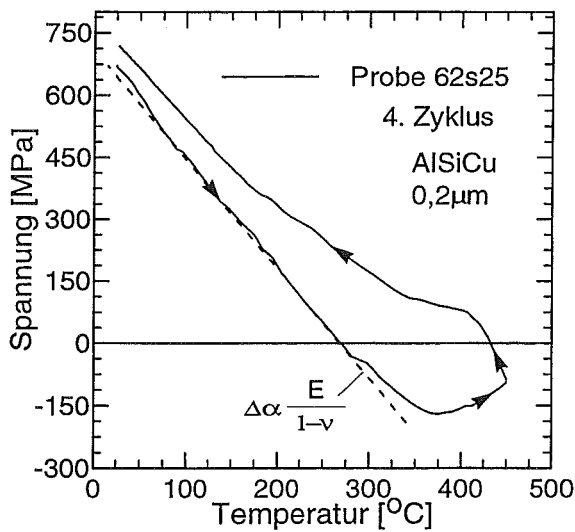


Abbildung 4.10: Spannungsverlauf der AlSiCu-Probe 62s25 im 4. Zyklus als Funktion der Temperatur.

ner die Filmdicke, desto höher die Fließspannung! Um die Abhängigkeit quantifizieren zu können, wurde in der Abb. 4.11 die gemessenen Zugspannungen bei 60°C und die gemessenen Druckspannungen bei 400°C aller AlSiCu- und Al-Filme als Funktion der Filmdicke in einer doppellogarithmischen Auftragung dargestellt. Als Vergleichstemperatur unter Zug wurde 60°C gewählt, da bei dieser Temperatur (nahe der RT) zahlreiche Vergleichsdaten aus Publikationen vorliegen. Unter Druck wurde 400°C gewählt, weil bei dieser Temperatur auch die dünnen Proben die Fließspannung erreicht haben. Zusätzlich sind zu Vergleichszwecken Literaturdaten von reinen Al-Filmen und Al-Legierungen in der Abb. 4.12 abgebildet. Eine numerische Anpassung der Spannungsdaten als Funktion der Filmdicke der eigenen und der Literaturdaten ergab folgende Beziehungen:

- Meßdaten:
 $\sigma_F^{Al}(\text{Zug}, 60^\circ\text{C}) = 185\text{MPa}(d^{Al}/\mu\text{m})^{-0,9}$ und $\sigma_F^{Al}(\text{Druck}, 400^\circ\text{C}) = -61\text{MPa}(d^{Al}/\mu\text{m})^{-0,9}$.
- Literaturdaten:
 $\sigma_F^{Al}(\text{Zug}, 60^\circ\text{C}) = 172\text{MPa}(d^{Al}/\mu\text{m})^{-0,9}$ und $\sigma_F^{Al}(\text{Druck}, 400^\circ\text{C}) = -50\text{MPa}(d^{Al}/\mu\text{m})^{-0,7}$.

Die Ergebnisse der Anpassungen der eigenen Daten und der Literaturdaten stimmen innerhalb der Fehler gut überein.

Aus der Abhängigkeit der Fließspannung von der Filmdicke folgt, daß bei den dünnen Filmen derjenige Temperaturbereich besonders groß ist, in dem beim Aufwärmen von RT die Zugspannung elastisch abgebaut wird. Bei der Probe 62s25 (4.10) z. B. reicht dieser Bereich bis 270°C. Proben mit einem großen Temperaturbereich elastischer Spannungsänderung (z. B. die Proben 62s25 oder 62s11) eignen sich besonders zur Bestimmung des effektiven Elastizitätsmoduls der Filme gemäß $\Delta\bar{\sigma}^{Al}/\Delta T = (\alpha^{Si} - \alpha^{Al}) \cdot E^{Al}/(1 - \nu^{Al})$. Mit der Wahl von $\alpha^{Si} = 3 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ und $\alpha^{Al} = 25 \cdot 10^{-6}/^\circ\text{C}$ wurde folgender biaxialer Elastizitätsmodul (über alle AlSiCu-Filme gemittelt) ermittelt: $E^{Al}/(1 - \nu^{Al}) = 113\text{GPa}$! Die theoretisch zu erwartenden Werte liegen bei Berücksichtigung der $\langle 111 \rangle$ -Textur im biaxialen E-Modul bei 115GPa und bei Verwendung eines isotropen Moduls bei 107GPa. Die Abweichungen dieser theoretischen Werte vom Meßwert liegen innerhalb der Meßfehler.

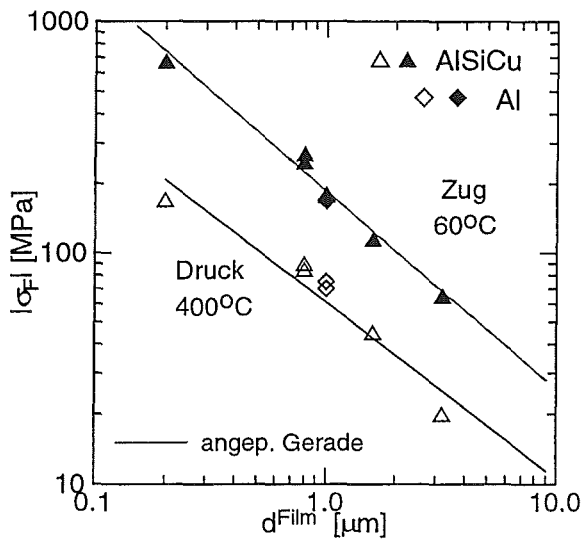


Abbildung 4.11: Doppellogarithmische Darstellung der Fließspannung der Al- und AlSiCu-Filme als Funktion der Filmdicke.

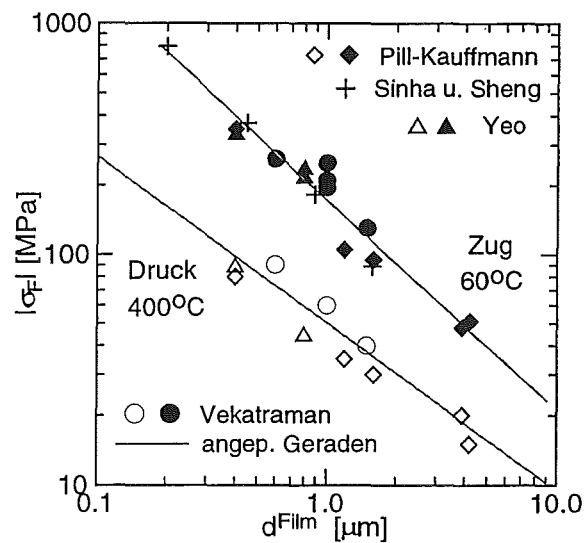


Abbildung 4.12: Doppellogarithmische Darstellung von Fließspannungsdaten aus Publikationen von Al- und Al-Legierungsfilmen als Funktion der Filmdicke.

AlSiCu-Film mit Ti/TiN-Unterlage

In der Abb. 4.13 werden die Spannungs-Temperatur-Verläufe der AlSiCu-Filme mit (Probe 73s03) und ohne Ti/TiN-Unterlage (Probe 63s03) im 4. Temperaturzyklus verglichen. Beide Filme sind $0,8\mu\text{m}$ dick. Im Temperaturbereich unterhalb von 225°C unterscheiden sich die Spannungen der beiden Filme nur wenig voneinander. Oberhalb dieser Temperatur ist sowohl unter Druck als auch unter Zug die Fließspannung des Films mit Ti/TiN-Unterlage gegenüber dem ohne Unterlage etwas niedriger.

Vergleich der AlSiCu- mit den Al-Filmen

In der Abb. 4.14 wird ein AlSiCu-Film von $0,8\mu\text{m}$ Dicke mit einem Al-Film verglichen, der mit $1\mu\text{m}$ eine vergleichbare Dicke besitzt. Oberhalb von 350°C ist die Fließspannung des AlSiCu-Films gegenüber dem Al-Film unter Druck und unter Zug höher, was aber wegen der etwas geringeren Dicke zu erwarten ist. Deutlich ist jedoch der qualitativ andere Spannungsverlauf des AlSiCu-Films beim Abkühlen unter 350°C zu erkennen: Während bei dem Al-Film die Zugspannung linear mit abnehmender Temperatur zunimmt, verläuft die Spannung des AlSiCu-Films anfangs konstant (Plateau), steigt dann unterhalb von etwa 240°C in einer Stufe steil an, um dann unterhalb von 120°C wieder konstant zu verlaufen.

Die Ursache für das Spannungsplateau und die Spannungsstufe sind in der Bildung der $\Theta\text{-Al}_2\text{Cu}$ -Ausscheidungen beim Abkühlen zu suchen. Beim Aufheizen gehen die Ausscheidungen wieder in Lösung und dementsprechend wird im selben Temperaturbereich wie beim Abkühlen, jetzt allerdings unter Druck, eine Spannungsstufe beobachtet (Abb. 4.8 und 4.9). Bei der Probe 63s03 in der Abb. 4.14 fällt dieser Bereich mit dem Übergangsbereich zusammen und ist deshalb nicht sichtbar.

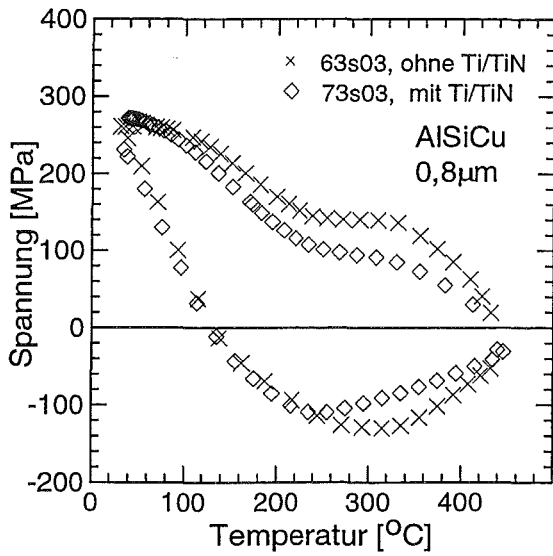


Abbildung 4.13: Spannungsverlauf der AlSiCu-Proben 63s03 und 73s03 im 4. Zyklus als Funktion der Temperatur.

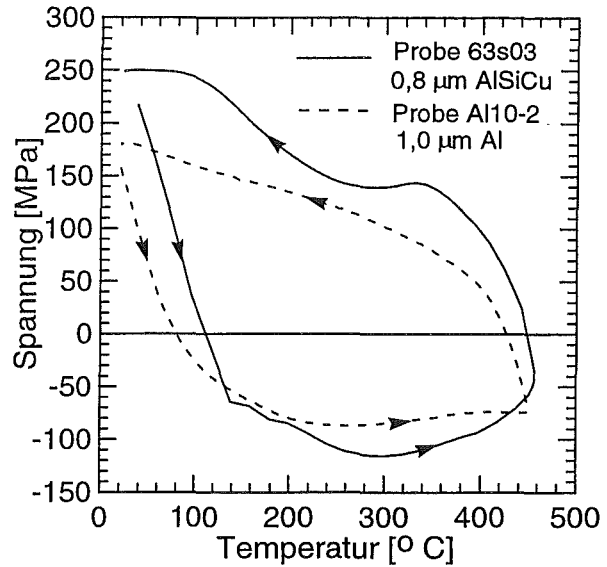


Abbildung 4.14: Spannungsverlauf der Proben 63s03 (AlSiCu) und Al10-2 (Al) im 4. Zyklus als Funktion der Temperatur.

Die Bildung der Ausscheidungen ist zunächst mit einer Volumenänderung des Films verbunden, was zu entsprechenden Spannungsänderungen führen kann. Unter der Annahme, daß das gesamte vorliegende Kupfer Ausscheidungen bildet, läßt sich die damit verbundene Spannungsänderung abschätzen:

$$\Delta \bar{\sigma}^{Al} = \frac{1}{3} \cdot c^{Cu} \cdot (-\Delta^{\Theta}) \cdot \frac{E^{Al}}{1 - \nu^{Al}} \approx -6 \text{ MPa} \quad , \quad (4.2)$$

wobei $\Delta^{\Theta} = 0,07$ der relative Unterschied im Molvolumen der Θ -Phase und der homogenen Lösung und $c^{Cu} = 0,0022$ die atomare Konzentration des Kupfers im Aluminium sind [56]. Da die Bildung der Θ -Ausscheidungen mit einer Volumenzunahme verbunden ist, führt sie beim Abkühlen zu einer Absenkung der Zugspannung um 6MPa. Die Volumenzunahme kann daher nicht Ursache der Spannungsstufe sein. Sie erklärt jedoch das Spannungsplateau bzw. die geringe Spannungsreduktion unter Zug. Gehen beim Aufheizen die Ausscheidungen wieder in Lösung, so wird entsprechend die Druckspannung um $-\Delta \bar{\sigma}^{Al} = 6 \text{ MPa}$ reduziert. Der Betrag von $-\Delta \bar{\sigma}^{Al}$ ist jedoch viel zu klein, um die gesamte Stufe im Druckspannungsverlauf verursachen zu können. Er ist aber groß genug, um den Unterschwinger im Druckspannungsverlauf der Probe 62s12 (Abb. 4.9) zu verursachen.

Gegen die bei der Bildung der Θ -Ausscheidungen auftretende Volumenänderung als Ursache der Spannungsstufen spricht außerdem, daß die damit einhergehende Spannungsänderung unabhängig von der Filmdicke ist. Tatsächlich wurde aber eine filmdickenabhängige Größe der Spannungsstufe beobachtet: Etwa 20MPa bei dem $3,2 \mu\text{m}$ dicken, etwa 25MPa bei dem $1,6 \mu\text{m}$ dicken und etwa 70MPa bei dem $0,8 \mu\text{m}$ dicken Film.

Diese dickenabhängige Stufe der Fließspannung ist vielmehr durch "Ausscheidungshärtung" zu erklären: Die Ausscheidungen bilden an den Grenzflächen zusätzliche Hindernisse

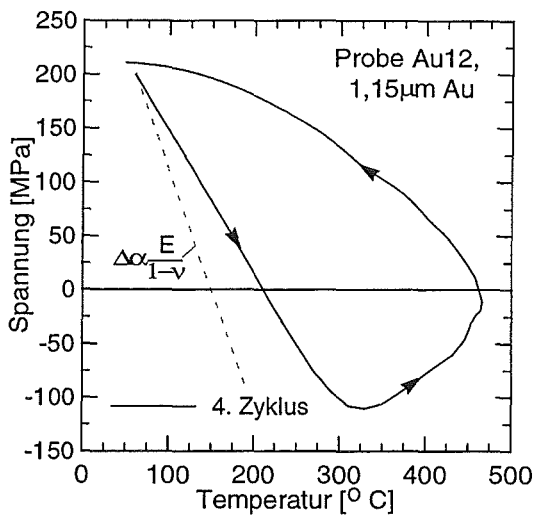


Abbildung 4.15: Spannungsverlauf der Goldprobe Au12 ($d^{Au} = 1,15 \mu\text{m}$) im 4. Zyklus als Funktion der Temperatur.

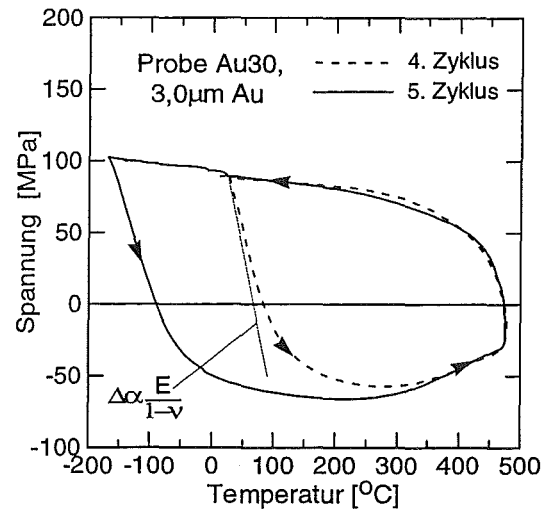


Abbildung 4.16: Spannungsverlauf der Goldprobe Au30 ($d^{Au} = 3,0 \mu\text{m}$) im 4. Zyklus als Funktion der Temperatur.

[16] für das Fortschreiten der Versetzungen und führen somit gemäß Gl. 2.31 zu einem $1/d^{Al}$ -abhängigen Beitrag zur Fließspannung. Gehen die Ausscheidungen wieder in Lösung, reduziert sich die Fließspannung entsprechend dem Wegfall der Ausscheidungen als zusätzliche Hindernisse.

4.1.3 Au-Filme

Bei den Goldfilmen muß der Mo-Haftvermittler als eine zusätzliche zweite Schicht behandelt werden. Gl. 2.8 lautet dann aufgelöst nach der Spannung im Goldfilm:

$$\bar{\sigma}^{Au} = \bar{\sigma} \cdot \frac{d^{Film}}{d^{Au}} - \bar{\sigma}^{Mo} \cdot \frac{d^{Mo}}{d^{Au}} \quad (4.3)$$

Die Spannung im Mo-Film als Funktion der Temperatur konnte nicht mittels einer separaten Messung ermittelt werden, da der Film mit 50nm zu dünn war, als daß die während des thermischen Zyklierens entstehenden Kapazitätsänderungen durch die optische Kalibrierung in Krümmungsänderungen umgerechnet werden konnten. Da jedoch die Kapazitätsänderung linear mit der Temperatur verlief und außerdem im untersuchten Temperaturintervall keinerlei isotherme Relaxation des Mo-Films auftrat, wurde angenommen, daß sich die verwendeten, sehr dünnen Mo-Filme im untersuchten Temperaturbereich elastisch verhalten. Es wurde deshalb die Mo-Spannung bei RT durch Bestimmung der Substratkrümmung vor und nach der Filmdeposition mittels eines Laserinterferometers ermittelt und der weitere Temperaturverlauf von $\bar{\sigma}^{Mo}$ aus Literaturdaten, $\alpha_{Mo} = 5,25 \cdot 10^{-6} (\text{°C})^{-1}$, und $E_{Mo}/(1-\nu_{Mo}) = 381 \text{ GPa}$ [17], nach dem Hookschen Gesetz zu $\bar{\sigma}_{Mo} = 363,9 \text{ MPa} - 0,572 \text{ MPa/°C} \cdot T$ berechnet.

Thermische Zyklierkurven an Goldfilmen mit vier verschiedenen Dicken ($0,60 \mu\text{m}$, $0,96 \mu\text{m}$, $1,15 \mu\text{m}$ und $2,95 \mu\text{m}$) sind in den Abb. 4.15, 4.16, 4.17 und 4.18 dargestellt.

In allen Abbildungen ist auch der theoretisch erwartete elastische Spannungsabbau beim anfänglichen Erwärmen jeweils durch eine Gerade gekennzeichnet. Die Steigung der

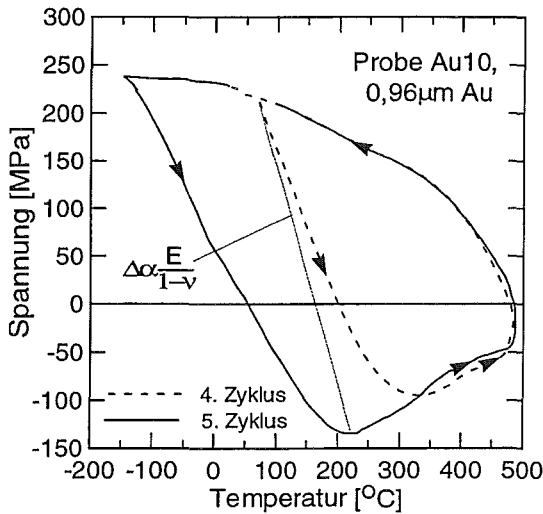


Abbildung 4.17: Spannungsverlauf der Goldprobe Au10 ($d^{\text{Au}} = 1,0 \mu\text{m}$) im 4. Zyklus als Funktion der Temperatur.

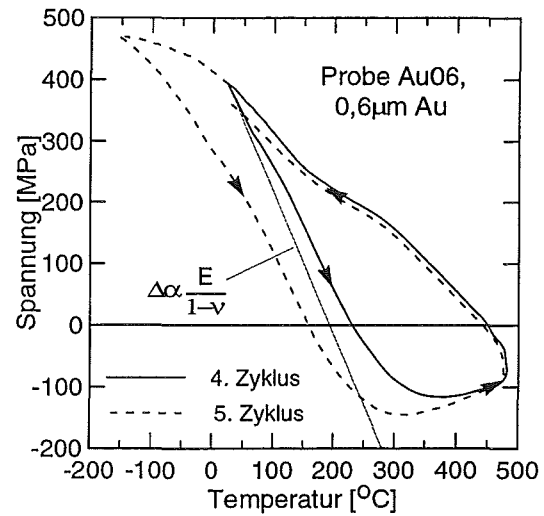


Abbildung 4.18: Spannungsverlauf der Goldprobe Au06 ($d^{\text{Au}} = 0,6 \mu\text{m}$) im 4. Zyklus als Funktion der Temperatur.

theoretischen Gerade beträgt: $E^{\text{Au}}/(1-\nu^{\text{Au}}) \cdot \Delta\alpha = 191 \cdot 12 \cdot 10^{-6} \cdot (\text{GPa}/^\circ\text{C}) = 2,29 \text{ MPa}/^\circ\text{C}$, wobei im E-Modul die $\langle 111 \rangle$ -Textur berücksichtigt ist [22]. Gemessen wurde über alle Au-Proben gemittelt ein E-Modul von: $E^{\text{Au}}/(1-\nu^{\text{Au}}) = 160 \text{ GPa}$. Dieser Wert liegt zwischen dem theoretisch erwarteten Wert für $\langle 111 \rangle$ -texturierte Au-Filme von 191 GPa und dem Wert für polykristalline Au-Filme von 136 GPa . In der Arbeit von H. Huck [48] wurden ebenfalls E-Module bestimmt, die zwischen dem isotropen Wert und dem $\langle 111 \rangle$ -texturierter Au-Filme lagen.

In der Fließspannung zeigten alle Goldfilme qualitativ einen ähnlichen Verlauf wie die Al-Filme. Wie bei den Al- und AlSiCu-Filmen wurden die Fließspannungen bei 60°C unter Zug und bei 400°C unter Druck als Funktion der Filmdicke in der Abb. 4.19 in einer doppellogarithmischen Darstellung aufgetragen. Die Abhängigkeit der Fließspannung von der Filmdicke lässt sich unter Zug (bei 60°C) beschreiben durch $\sigma_{\text{F}}^{\text{Au}} = 213 \cdot (d^{\text{Au}}/\mu\text{m})^{-0,9} \text{ MPa}$ und unter Druck (bei 400°C) durch $\sigma_{\text{F}}^{\text{Au}} = -73 \cdot (d^{\text{Au}}/\mu\text{m})^{-0,8} \text{ MPa}$. Diese Werte der Fließspannungen im Au zeigen somit ähnliche Abhängigkeiten wie beim Aluminium.

4.2 Isotherme Spannungsrelaxation

Die Relaxation bei konstanter Temperatur wurde bei den meisten Proben unter Zug über einen Zeitraum von acht Stunden verfolgt. Dazu wurden die Filme auf 450°C aufgeheizt und dann in 30°C -Schritten auf RT abgekühlt. Nach jedem einzelnen dieser Sprünge wurde die Temperatur über 8 Stunden konstant gehalten und dabei die Spannungsrelaxation aufgenommen. Anschließend wurde der nächste Sprung zur nächst niedrigeren Temperatur durchgeführt und dort die isotherme Relaxation über 8 Stunden verfolgt. Dieser Vorgang wurde bis zum Erreichen von RT wiederholt. Untersucht wurden folgende Proben: Al10-1 (Abb. 4.20), Au12 (Abb. 4.21), 63s03 (Abb. 4.22), 62s11 (Abb. 4.24), 62s23 (Abb. 4.23),

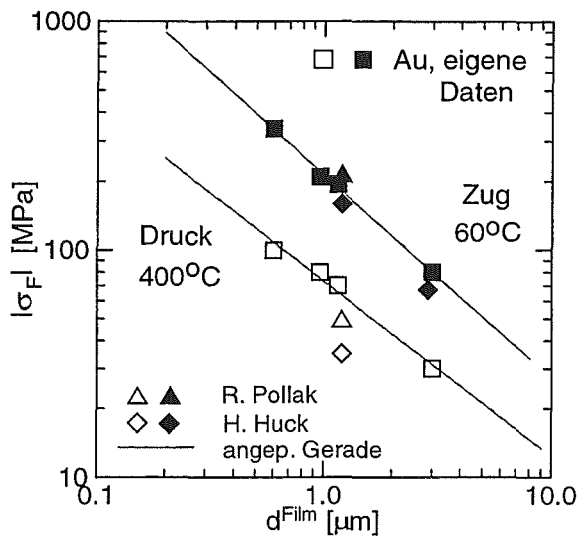


Abbildung 4.19: Doppellogarithmischen Darstellung der Fließspannung der Au-Filme als Funktion der Filmdicke unter Zug und unter Druck. Zusätzlich sind Daten aus Publikationen eingezeichnet.

Au06 (Abb. 4.26), und Au30 (Abb. 4.25).

Die gemessenen Isothermen der untersuchten Proben lassen sich nahezu alle durch das im Kapitel 2 vorgestellte logarithmische Relaxationsgesetz (Gl. 2.32) beschreiben: $\sigma^{\text{Metall}}(T, t) = \sigma_F^{\text{Metall}}(T, t = 0) - \hat{\sigma} \cdot \ln(1 + \frac{t}{\hat{\tau}})$. In diesem Gesetz entspricht die "Relaxationsrate" (Relaxation pro log. Zeitintervall), $\hat{\sigma}$, für Zeiten $t \gg \hat{\tau}$ der Steigung des linearen Kurvenabschnittes auf der logarithmischen Zeitskala, während $\hat{\tau}$ das Abweichen von der Linearität für kleine Zeiten t beschreibt. Der Parameter $\sigma_F^{\text{Metall}}(T, t = 0)$ ist die vom thermischen Zyklieren her bekannte Fließspannung. Beispiele für die Anpassung sind in den Abb. 4.27 und 4.28 gezeigt. Das logarithmischen Relaxationsgesetz beschreibt die Meßdaten sehr gut. Allerdings weicht bei Temperaturen $T \geq 300^\circ\text{C}$ die Meßkurven etwas von dem logarithmischen Zeitverhalten ab. Die Abweichung wird um so größer, je dicker die Filme werden bzw. je höher die Temperatur wird.

Die Abb. 4.27 und 4.28 zeigen auch, daß die "Relaxationrate", $\hat{\sigma}$, bei den dünneren Filmen deutlich größer als bei den dickeren ist. Dieser Zusammenhang wird auch in den Abb. 4.29 und 4.30 deutlich, in denen die $\hat{\sigma}$ -Werte aller untersuchten Filme als Funktion der Temperatur aufgetragen sind. Diese Auftragung gibt auch Auskunft über die Temperaturabhängigkeit des Parameters $\hat{\sigma}$. Bei den Gold- und Al-filmen steigt $\hat{\sigma}$ etwa linear mit abnehmender Temperatur bis zur tiefsten untersuchten Temperatur an. Die AlSiCu-Filme zeigen bei hohen Temperaturen das gleiche Verhalten. Im Gegensatz zu den reinen Al-Filmen fällt $\hat{\sigma}$ jedoch bei Temperaturen unterhalb von etwa 250°C stark ab, was dem Einfluß der $\Theta\text{-Al}_2\text{Cu}$ -Ausscheidungen zugeschrieben wird.

Um die schon in den Abb. 4.27 und 4.28 deutlich gewordene Abhängigkeit zwischen $\hat{\sigma}$ und der Filmdicke besser quantifizieren zu können, sind in den Abb. 4.31 und 4.32 $\hat{\sigma}$ -Werte bei 210°C als Funktion der Filmdicke, d^{Film} , aufgetragen. In der Abb. 4.31 sind zusätzlich Daten von W. Pill-Kauffmann von reinen Al-Filmen eingezeichnet [13]. Sowohl bei Al-Filmen als auch bei den Au-Filmen lassen sich die Daten in der doppellogarithmischen Auftragung durch eine Geradengleichung beschreiben: $\hat{\sigma}^{\text{Al}}(\text{Zug}, 210^\circ\text{C}) = 5,0\text{MPa} \cdot (d^{\text{Al}}/\mu\text{m})^{-0,9}$ bei den Al-Filmen und $\hat{\sigma}^{\text{Au}}(\text{Zug}, 210^\circ\text{C}) = 6,5\text{MPa} \cdot (d^{\text{Au}}/\mu\text{m})^{-0,9}$ bei den Au-Filmen.

Es fällt auf, daß $\hat{\sigma}$ die gleichen Abhängigkeiten von der Filmdicke und der Temperatur (außer den Effekten der Θ -Ausscheidungen) wie die Fließspannung, σ_F , hat. Wird der Quotient aus der "Relaxationsrate" und der Fließspannung bei einer festen Temperatur T gebildet, so sollte das Resultat eine parameterunabhängige Konstante sein. Es wurde für die Al-Filme $\hat{\sigma}^{\text{Al}}/\sigma_F^{\text{Al}} = 0,035$ und für die Au-Filme $\hat{\sigma}^{\text{Au}}/\sigma_F^{\text{Au}} = 0,038$ gefunden.

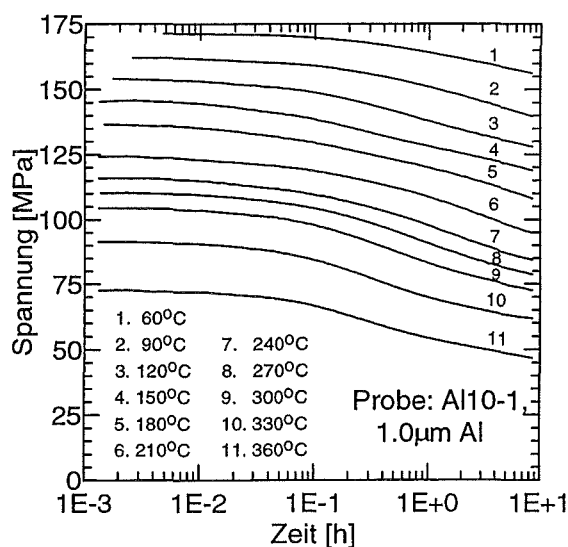


Abbildung 4.20: Relaxationsisothermen der Probe Al10-1 bei verschiedenen Temperaturen.

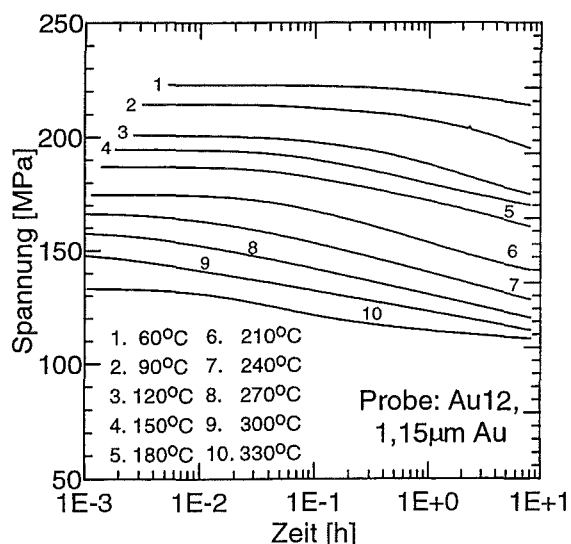


Abbildung 4.21: Relaxationsisothermen der Au-Probe Au12 bei verschiedenen Temperaturen.

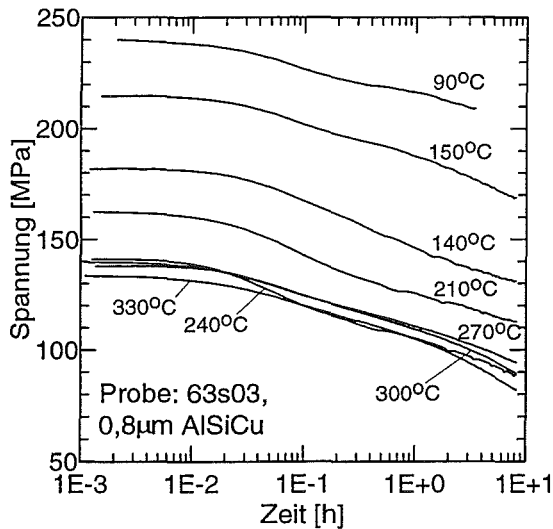


Abbildung 4.22: *Relaxationsisothermen der AlSiCu-Probe 63s03 bei verschiedenen Temperaturen.*

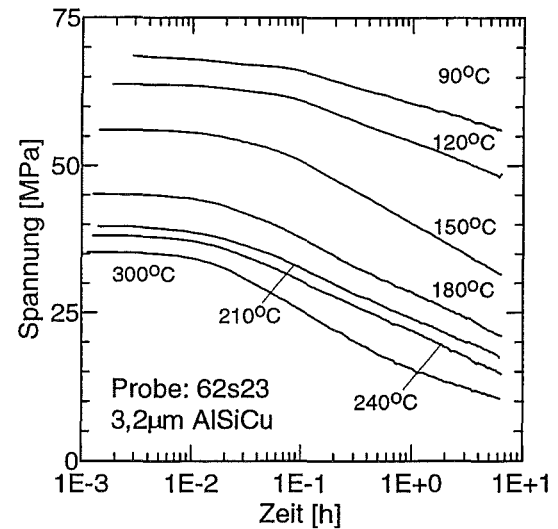


Abbildung 4.23: *Relaxationsisothermen der AlSiCu-Probe 62s23 bei verschiedenen Temperaturen.*

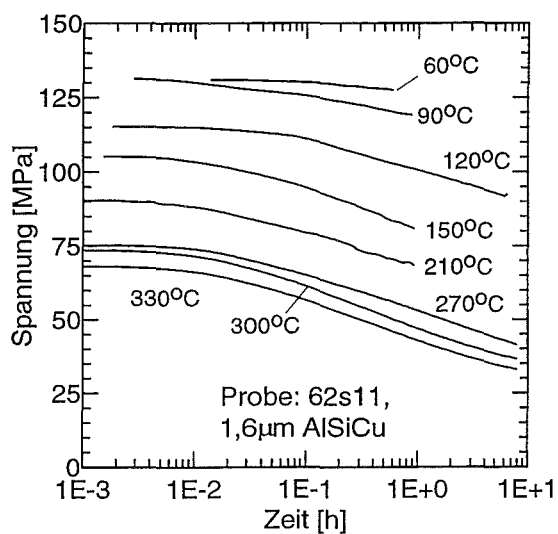


Abbildung 4.24: *Relaxationsisothermen der AlSiCu-Probe 62s11 bei verschiedenen Temperaturen.*

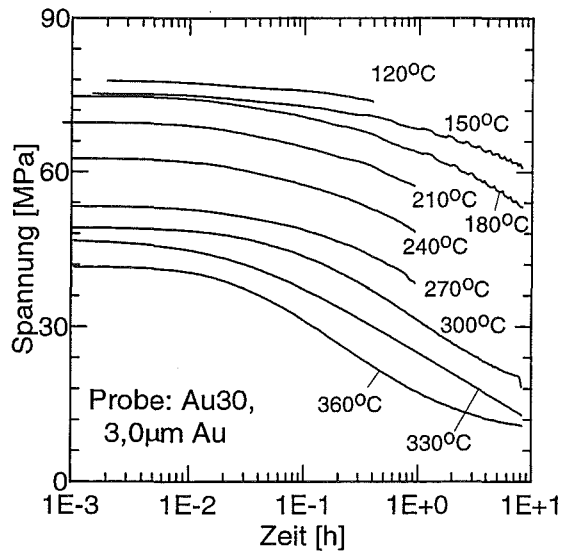


Abbildung 4.25: *Relaxationsisothermen der Au-Probe Au30 bei verschiedenen Temperaturen.*

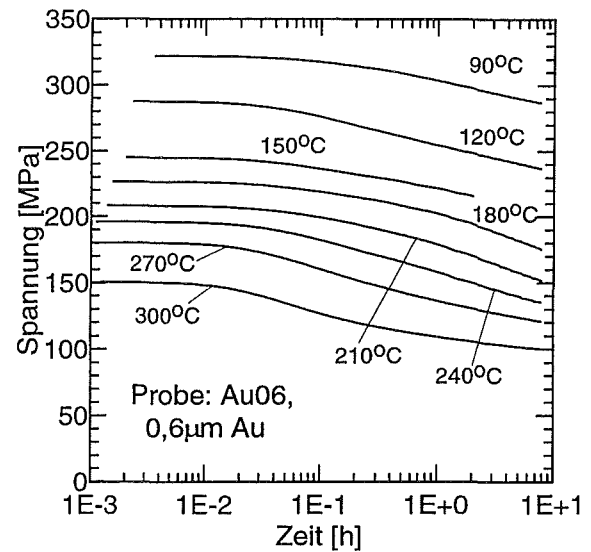


Abbildung 4.26: *Relaxationsisothermen der Au-Probe Au06 bei verschiedenen Temperaturen.*

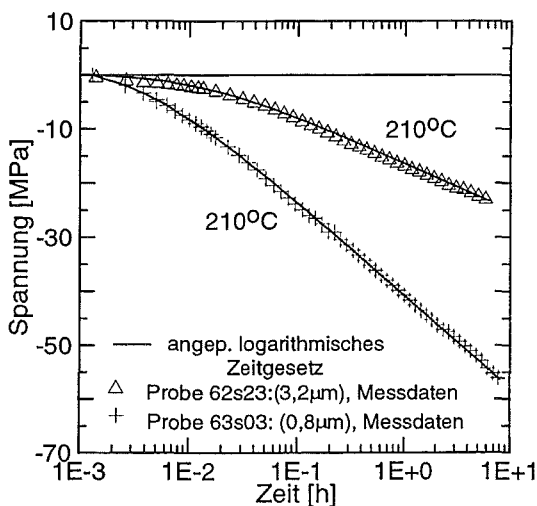


Abbildung 4.27: *Typische Relaxationsisothermen der AlSiCu-Proben 62s23 und 63s03 und die Anpassungen durch das log. Relaxationsgesetz.*

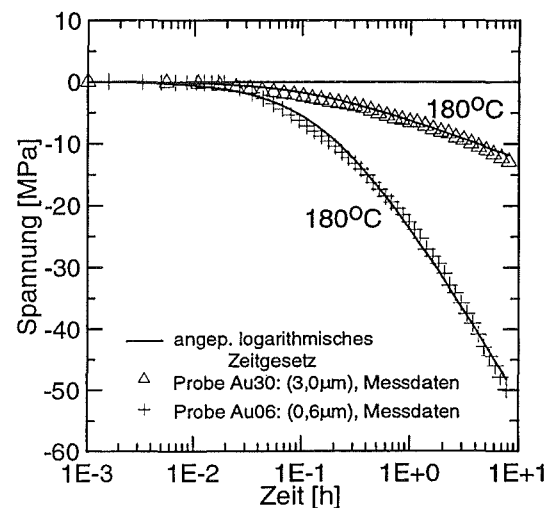


Abbildung 4.28: *Typische Relaxationsisothermen der Au-Proben Au06 und Au30 und die Anpassungen durch das log. Relaxationsgesetz.*

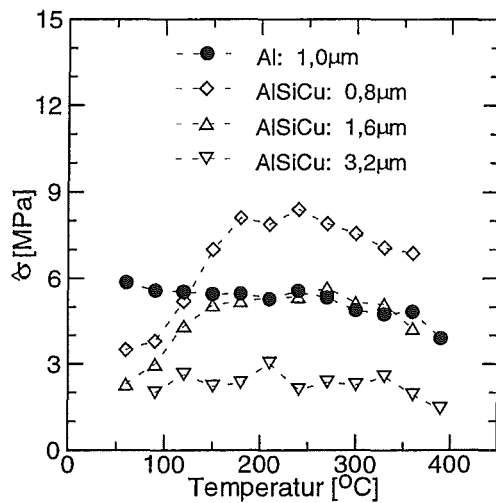


Abbildung 4.29: Isotherme Relaxationsrate $\dot{\sigma}$ der Al- und AlSiCu-Filme als Funktion der Temperatur.

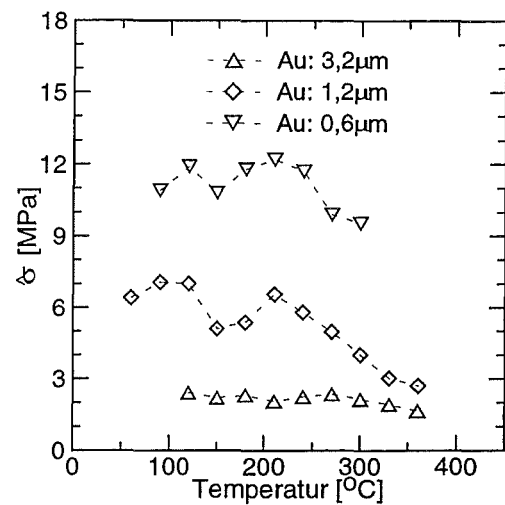


Abbildung 4.30: Isotherme Relaxationsrate $\dot{\sigma}$ der Au-Filme als Funktion der Temperatur.

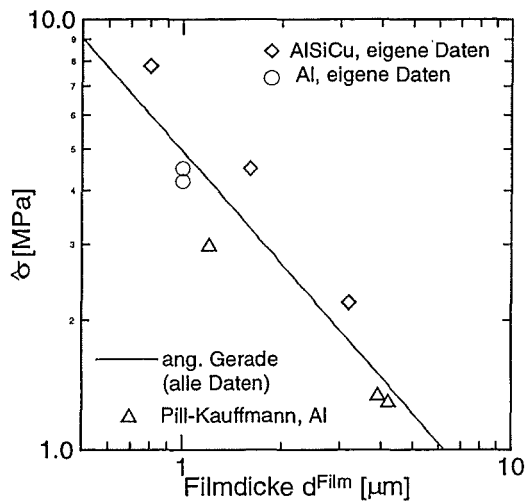


Abbildung 4.31: Isotherme Relaxationsrate $\dot{\sigma}$ der Al- und AlSiCu-Filme als Funktion der Filmdicke bei 210°C. Zusätzlich sind Daten aus Publikation eingezeichnet.

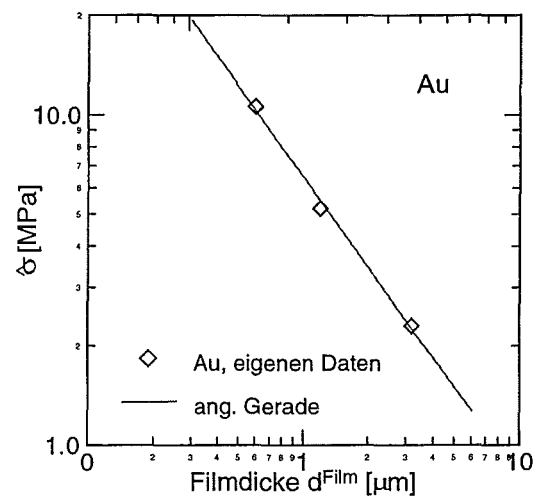


Abbildung 4.32: Isotherme Relaxationsrate $\dot{\sigma}$ der Au-Filme als Funktion der Filmdicke bei 210°C.

4.3 Diskussion der Fließspannung und der Relaxationsraten kontinuierlicher Filme

Im folgenden werden die wichtigsten Ergebnisse noch einmal kurz zusammengefaßt:

- Die Fließspannung, $\sigma_F^{Al,Au}$, ist ungefähr proportional zu $1/d^{Al,Au}$. Bei den AlSiCu-Filmen wurde unter Druck und unter Zug eine zusätzliche Stufe in der Fließspannung beobachtet, die ebenfalls umgekehrt proportional zur Fließspannung ist.
- Die Fließspannung der Al- und Au-Filme nimmt sowohl beim Aufheizen unter Druck als auch beim Abkühlen unter Zug linear mit abnehmender Temperatur zu.
- Die Passivation hat keinen Einfluß auf die Fließspannung. Bei dem Film mit Ti/TiN-Unterlage wurde ein schwacher Einfluß auf die Fließspannung beobachtet.
- Die isothermen Relaxationskurven lassen sich durch ein logarithmisches Relaxationsgesetz, Gl. 2.32, beschreiben.
- Die logarithmische Relaxationsrate $\hat{\sigma}$ hängt wie die Fließspannung von der Filmdicke etwa wie $1/d^{Al,Au}$ ab. Bei den AlSiCu-Filmen nimmt $\hat{\sigma}$ durch die Bildung der Θ -Al₂Cu-Ausscheidungen unterhalb von 210°C stark ab.

Die Spannungsrelaxation während des thermischen Zyklrierens und bei konstanter Temperatur von unbedeckten Al- und AlSiCu-Filmen sind schon vielfach untersucht worden [5, 7, 16, 18, 45, 46, 49, 50, 51, 52, 56]. Deren Ergebnisse decken sich im wesentlichen mit unseren Beobachtungen, weshalb wir uns im folgenden auf einige wenige Bemerkungen beschränken.

Die Dicken- und Temperaturabhängigkeit der beobachteten Fließspannung und "Relaxationsrate" sowie die Zeitabhängigkeit der beobachteten Relaxation lassen sich gut mit dem im Kapitel 2 entwickelten logarithmischen Relaxationsgesetz (Gl. 2.32) beschreiben. Eine Anpassung der Modellparameter $\sigma_F^{Al,Au} = \sigma_* + U/V - kT \cdot \ln(B/\epsilon_{th}^{Al,Au})$ und $\hat{\sigma} = kT/V$ an die gemessenen Daten bei RT liefert für $d^{Al,Au} = 1\mu m$ in etwa: $U = 1,2eV$ und $V = 1,1nm^3$, wobei $\sigma_*(Al) = 20MPa$ und $\sigma_*(Au) = 22MPa$ (bei $d^{Al,Au} = 1\mu m$) gewählt wurden. Zu ähnlichen Ergebnissen kommt W. Pill-Kauffmann [13] in seinen Untersuchungen. Die gefundenen Größenordnungen von U und V ergeben für die die Versetzungsbewegungen limitierenden Hindernisse atomare Abmessungen. Diese Größenordnung der Hindernisse ist bisher noch unverstanden.

Die Anpassung der Modellparameter an die Meßdaten der AlSiCu-Filme bei RT ergab gegenüber den unlegierten Filmen sowohl in V als auch in U höhere Werte: $V \approx 2,5nm^3$ und $U \approx 3,2eV/Atom$. Die relative Änderung in U ist dabei größer als die in V , so daß der Anstieg der Aktivierungsenergie und des Aktivierungsvolumen durch die Ausscheidungen zu einer höheren Fließspannung führt. Da in die "Relaxationsrate" $\hat{\sigma} = kT/V$ nur das Aktivierungsvolumen eingeht, führt ein höheres V zu einem kleineren $\hat{\sigma}$. Die durch die Θ -Al₂Cu-Ausscheidungen beobachtete stufenförmige Erhöhung der Fließspannung und die

Absenkung der "Relaxationsrate" unterhalb von 210°C ist daher konform mit der im Kapitel 2 entwickelten Modellvorstellung des Versetzungsgleiten.

Der Befund, daß die Passivation keinen Einfluß auf die Fließspannung hat, stimmt mit den Vorstellungen des Versetzungsgleitmodell (Gl. 2.32) überein. Ähnliche Beobachtungen wie wir macht auch I. Yeo [46]. Er findet unter Druck ebenfalls keinen Einfluß der Passivation. Unter Zug treten geringe Abweichungen insofern auf, als daß oberhalb von 100°C die Fließspannung des passivierten Films etwas über der des unpassivierten und unterhalb von 100°C etwas unter der des unpassivierten Films liegt.

Die geringfügige Absenkung der Fließspannung oberhalb von 200°C bei den Filmen mit Ti/TiN-Unterlage gegenüber denen ohne Unterlage könnte die Folge einer Reaktion des Titans mit dem Aluminium zu Titanaluminiden sein. Eine solche Reaktion ist in der Literatur bekannt [31, 32]. Die aus der Reaktion hervorgehende Reaktionsschicht, die in der Regel auch temperaturabhängig ist, müßte separat korrigiert werden. Dies konnte mangels Informationen über die Reaktionsschicht und deren Spannungen nicht durchgeführt werden. Bei einer Dicke von $0,02\mu\text{m}$ und Spannungen von 500MPa würde aus der Reaktionsschicht eine Spannungskorrektur von etwa 15MPa folgen. Dieser Spannungsbetrag entspricht in etwa den geringfügigen beobachteten Spannungsabweichungen.

Abschließend noch eine Bemerkung zu den Abweichungen vom logarithmischen Zeitverhalten während der isothermen Relaxation bei hohen Temperaturen und dicken Filmen (Probe 62s23 und Au30). Das Relaxationsgesetz gilt nur, solange $\bar{\sigma} \cdot V \gg kT$ ist. Bei 300°C ist $kT \approx 0,05\text{eV}$ beinahe so groß wie $\bar{\sigma} \cdot V \approx 20\text{MPa} \cdot 1(\text{nm})^3 = 0,12\text{eV}$ bei den dickeren Filmen. Somit ist die Gültigkeit des logarithmischen Zeitgesetzes nicht mehr gegeben.

Kapitel 5

Meßergebnisse: Unpassivierte AlSiCu-Bahnen

Nachfolgend werden nach der Beschreibung der Auswertung die Ergebnisse des thermischen Zyklieren und der isothermen Spannungsrelaxationsmessungen unpassivierter AlSiCu-Bahnen vorgestellt und mit den Ergebnissen von den kontinuierlichen Filmen und mit Resultaten anderer Arbeitsgruppen verglichen. Die untersuchten Proben sind in der Tabelle 3.3 (S. 24) aufgelistet.

5.1 Auswerteverfahren bei unpassivierten Leiterbahnen

Alle AlSiCu-Leiterbahnen besitzen präparationsbedingt nur eine einseitige SiO_2 -Isolationsschicht. Da diese Schicht kontinuierlich ist, wird ihr Beitrag mit Hilfe der Spannungswerte der Probe 44s06 (Abb. 4.3, S. 36) korrigiert. Zur Korrektur des Ti/TiN-Films können allerdings nicht die Spannungswerte von den kontinuierlichen Ti/TiN-Filmen 44s07-1 und 44s07-2 (Abb. 4.4, S. 37) verwendet werden, da das Ti/TiN ebenfalls in Leiterbahnen strukturiert ist und deshalb die Spannungen richtungsabhängig und ungleich denen des kontinuierlichen Films sind. Eine separate Ermittlung der Spannungen in den Ti/TiN-Bahnen war nicht möglich, da Proben, die nur aus strukturierten Ti/TiN-Bahnen bestehen, nicht zur Verfügung standen. A. Sauter hat jedoch für ein Aspektverhältnis nahe dem der Ti/TiN-Filme, $a^{\text{Ti/TiN}} = d^{\text{Ti/TiN}}/b^{\text{Ti/TiN}} \approx 0,12$, Spannungen als Funktion der Temperatur in unpassivierten Al-Bahnen mit Hilfe der Methode der Finiten Elemente berechnet und sie auf den biaxialen Spannungszustand kontinuierlicher Filme normiert. Sie gibt in ihrer Arbeit folgende Ergebnisse an: $\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{Bahn}} \approx 0,9 \cdot \bar{\sigma}^{\text{kont.Film}}$ und $\bar{\sigma}_{\perp}^{\text{Bahn}} \approx 0,4 \cdot \bar{\sigma}^{\text{kont.Film}}$ [35]. Diese Verhältnisse lassen sich näherungsweise auf die Ti/TiN-Bahnen übertragen. Dabei wird angenommen, daß sich die Ti/TiN-Bahnen wie der kontinuierliche Film in etwa elastisch verhalten und der Einfluß des darüberliegenden Aluminiums vernachlässigt werden kann. Damit ergibt sich die Spannung in den Al-Bahnen nach Korrektur der SiO_2 -Schicht und der Ti/TiN-Unterlage aus

den Meßdaten gemäß Gl. 2.8 wie folgt:

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{\parallel,\perp}^{Al} &= \bar{\sigma}_{\parallel,\perp} \cdot \frac{\tilde{d}^{Film}}{\tilde{d}^{Al}} - \bar{\sigma}^{SiO_2} \cdot \frac{d^{SiO_2}}{\tilde{d}^{Al}} - \bar{\sigma}_{\parallel,\perp}^{Ti/TiN} \cdot \frac{\tilde{d}^{Ti/TiN}}{\tilde{d}^{Al}}, \\ \text{mit } \bar{\sigma}_{\parallel}^{Ti/TiN} &= 0,9 \cdot \bar{\sigma}^{Ti/TiN} \quad \text{und} \quad \bar{\sigma}_{\perp}^{Ti/TiN} = 0,4 \cdot \bar{\sigma}^{Ti/TiN}. \end{aligned} \quad (5.1)$$

Bei den Leiterbahnen ist im Vergleich zu den gleich dicken kontinuierlichen Filmen der Fehler der Spannungsermittlung etwas größer, da der Beitrag der SiO_2 -Schicht am Gesamtmeßeffect relativ größer wird. Bei $450^\circ C$ ist er maximal mit $\pm 15 MPa$. Bei den Leiterbahnen mit Ti/TiN-Unterlage steigt der Fehler durch die zusätzliche Korrektur auf etwa $\pm 30 MPa$ an.

5.2 Thermisches Zyklieren

Am Beispiel der Probe 63s06 wird in der Abb. 5.1 die oben vorgestellte Auswertung nochmals (siehe Abb. 4.6) skizziert. Die aus dieser Messung resultierenden Spannungswerte der Probe 63s03 in paralleler Richtung und die in äquivalenter Weise ausgewerteten Spannungswerte in senkrechter Richtung sind in der Abb. 5.2 als durchgezogene Linien eingezeichnet. Ausgehend von einer Zugspannung von $540 MPa$ bei $-165^\circ C$ wird $\bar{\sigma}_{\parallel}^{AL}$ beim Aufheizen linear mit der Temperaturerhöhung abgebaut. Nach dem Nulldurchgang bei etwa $270^\circ C$ wechselt $\bar{\sigma}_{\parallel}^{Al}$ von Zug- nach Druckspannung. Wird die Temperatur weiter erhöht, so weicht der Spannungsverlauf bei etwa $300^\circ C$ vom linearen Verlauf ab. Die Druckspannung erreicht bei $397^\circ C$ mit etwa $-75 MPa$ ihr Maximum und nimmt dann mit weiterer Temperaturerhöhung linear ab. Bei der maximal untersuchten Temperatur von $470^\circ C$ beträgt $\bar{\sigma}_{\parallel}^{Al}$ noch $-56 MPa$. Wird nun abgekühlt, so reduziert sich die Spannung wiederum linear mit der Temperatur, wenn auch mit geringerer Steigung als beim Aufheizen. Bei $405^\circ C$ wechselt $\bar{\sigma}_{\parallel}^{Al}$ von Druck nach Zug. Dieser Spannungsanstieg reduziert sich bei etwa $340^\circ C$, um dann bei $210^\circ C$ in etwa so wie bei der Abkühlphase anzusteigen. Der lineare Spannungsanstieg hält bis zur niedrigsten untersuchten Temperatur von etwa $-165^\circ C$ an, wo die Leiterbahn wieder den Ausgangswert von $540 MPa$ erreicht.

Gänzlich anders verhält sich die Spannung in senkrechter Richtung, $\bar{\sigma}_{\perp}^{Al}$. Die Spannung ist im gesamten Temperaturintervall, sowohl unter Druck- als auch unter Zugspannung, erheblich kleiner als in der parallelen Richtung. So beträgt sie bei RT nur etwa $50 MPa$ verglichen mit den $340 MPa$ in der parallelen Richtung. Aufheizen führt nach dem Spannungsnulldurchgang bei etwa $270^\circ C$ zum Wechsel von Zug- nach Druckspannung und bei noch höheren Temperaturen zu sehr geringen Druckspannungen (etwa $-15 MPa$ bei $470^\circ C$). Wird von $470^\circ C$ abgekühlt, so folgt der Spannungsverlauf weitgehend der Aufheizkurve.

Da im gesamten beobachteten Temperaturbereich $\bar{\sigma}_{\parallel}^{Al} \gg \bar{\sigma}_{\perp}^{Al}$, liegt in den unpassivierten Leiterbahnen mit $a \approx 1$ praktisch ein uniaxialer Spannungszustand vor. Deshalb ist in der Abb. 5.2 an den linearen Spannungsabbau beim Aufheizen die theoretisch zu erwartende Steigung im Falle einer uniaxialen Spannungsverteilung, $d\bar{\sigma}_{\parallel}^{Al}/dT = (\alpha_{Si} - \alpha_{Al}) \cdot E_{Al} = (2,3 - 22,5) \cdot 10^{-6}/^\circ C \cdot 70,8 GPa = 1,43 MPa/^\circ C$ [22, 19], eingezeichnet. Die gemessene Steigung des Abbaus der Zugspannung im Temperaturintervall $[-165^\circ C - 270^\circ C]$ beträgt: $d\bar{\sigma}_{\parallel}^{Al}/dT = 1,38 MPa/^\circ C$ und stimmt mit dem theoretischen Spannungsabfall nahezu überein.

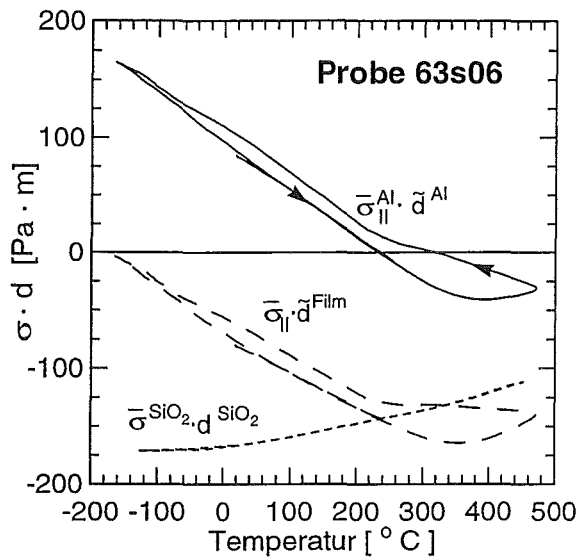


Abbildung 5.1: $\bar{\sigma} \cdot \tilde{d}$ -Beiträge der einzelnen Schichten der Probe 63s06 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 0,75\mu m$) im 9. Zyklus.

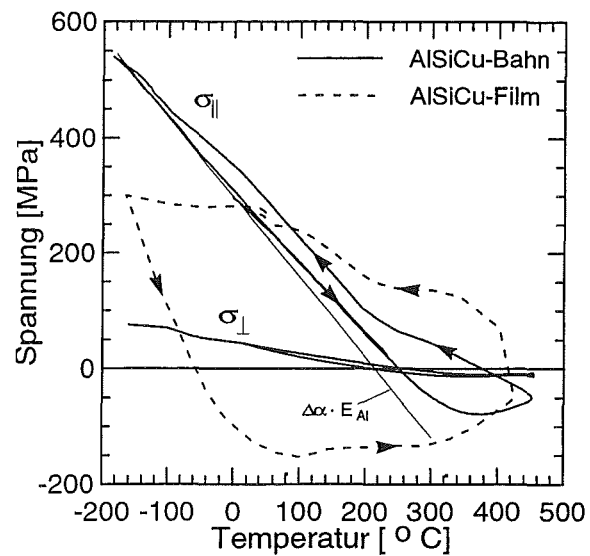


Abbildung 5.2: Spannungsverlauf der AlSiCu-Bahn 63s06 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 0,75\mu m$) in senkrechter und paralleler Richtung im 9. Zyklus als Funktion der Temperatur; zusätzlich ist zu Vergleichszwecken der kontinuierliche AlSiCu-Film 63s03 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, 4. Zyklus) eingezeichnet.

Um die Spannungen in den unpassivierten Bahnen mit denen in den kontinuierlichen Filmen vergleichen zu können, ist in Abb. 5.2 zusätzlich der Spannungsverlauf des ebenfalls $0,8\mu m$ -dicken, kontinuierlichen AlSiCu-Films 63s03 (gestrichelte Linie) eingezeichnet. Dieser weist im Gegensatz zu den Leiterbahn im gesamten Temperaturbereich eine erheblich stärker ausgeprägte Spannungs-Temperatur-Hysteresis und damit wesentlich mehr Plastizität auf. Bei den Bahnen tritt dagegen im Spannungsverlauf in senkrechter Richtung keine und bei $\bar{\sigma}_{||}^{Al}$ nur oberhalb von $220^\circ C$ eine Hysteresis auf. Unterhalb von $220^\circ C$ verhält sich die Spannung in paralleler Richtung, auch beim Abkühlen, elastisch, d. h. dort ist $\bar{\sigma}_{||}^{Al}$ immer kleiner als die Fließspannung: $\bar{\sigma}_{||}^{Al} \leq \sigma_F^{Al}$! Wegen des nahezu elastischen Verhalten der Leiterbahn erreicht die parallele Leiterbahnspannung bei $-165^\circ C$ mit $540 MPa$ eine fast doppelt so große Zugspannung wie im kontinuierlichen Film.

In der Abb. 5.3 sind der Spannungsverlauf der Probe 63s04, sie wurde vor der Strukturierung getempert, und der Spannungsverlauf der vorher beschriebenen Probe 63s06, deren Temperung nach der Strukturierung erfolgte, aufgetragen. Sowohl in der parallelen als auch in der senkrechten Richtung sind innerhalb der Meßfehler die Spannungen in den Leiterbahnen der vor und der nach der Strukturierung getemperten Probe gleich. Dies gilt auch für die in der Abb. 5.4 abgebildeten Proben mit Ti/TiN-Unterlage. Die Probe 73s04 wurde vor der Strukturierung und die Probe 73s08 nach der Strukturierung getempert. Auch ein Vergleich der Proben mit und ohne Ti/TiN-Unterlage zeigt innerhalb der Meßgenauigkeit keinen Einfluß der Ti/TiN-Unterlage. Die Spannungen der Leiterbahnen mit Ti/TiN-Unterlage in der

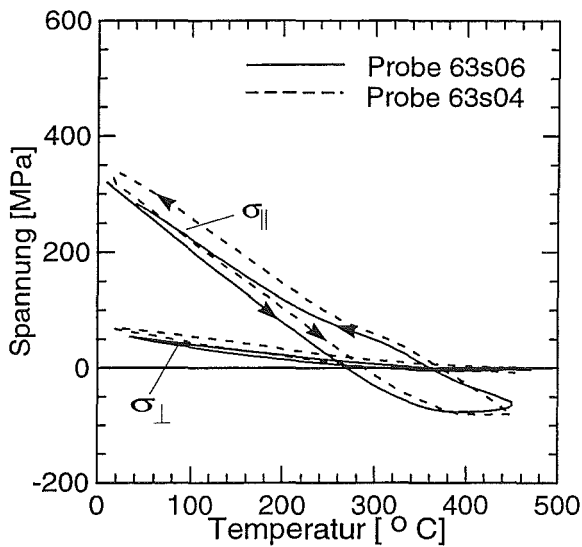


Abbildung 5.3: Spannungsverlauf der AlSiCu-Bahnen 63s04 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 0,75\mu m$, Temp. vor der Str.) und 63s06 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 0,75\mu m$, Temp. nach der Str.) in senkrechter und paralleler Richtung als Funktion der Temperatur.

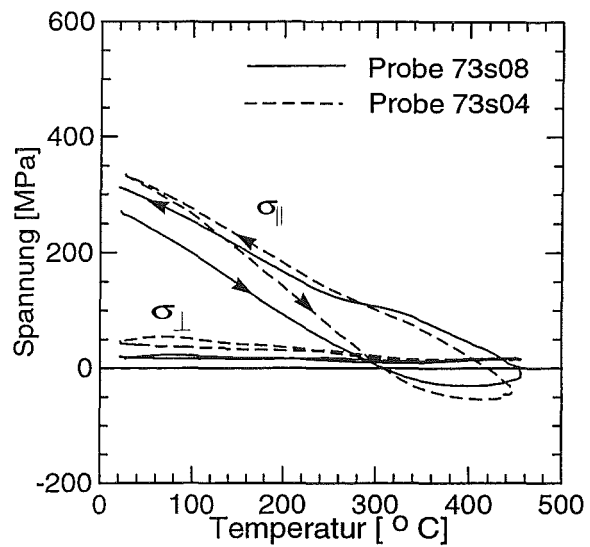


Abbildung 5.4: Spannungsverlauf der AlSiCu-Bahnen mit Ti/TiN-Unterlage 73s04 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 1\mu m$, Temp. vor der Str.) und 73s08 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 1\mu m$, Temp. nach der Str.) in senkrechter und paralleler Richtung als Funktion der Temperatur.

senkrechten Richtung liegen im gesamten Temperaturbereich systematisch etwa +20MPa über dem Spannungsnullpunkt. Daher scheint die Korrektur der Ti/TiN-Unterlage zu groß ausgefallen zu sein.

Spannungsmessungen bei späteren Temperaturzyklen ergaben bei allen unpassivierten Leiterbahnen keine Änderungen gegenüber dem in den Abb. 5.3 und 5.4 gezeigten 4. Temperaturzyklus.

5.3 Isotherme Spannungsrelaxation

Für die isothermen Spannungsrelaxationsmessungen wurden die Proben auf 450°C aufgeheizt und dann in 30°C-Sprüngen bis auf RT abgekühlt. Nach jedem einzelnen dieser Sprünge wurde der Spannungsabbau über einen Zeitraum von 8 Stunden verfolgt. In den Abb. 5.5 und 5.6 sind die bei verschiedenen Temperaturen (330°C-90°C) gemessenen Relaxationskurven der Probe 63s06 in paralleler und senkrechter Richtung über einer logarithmischen Zeitskala aufgetragen. Der Spannungsabbau in paralleler Richtung ist entsprechend der größeren Absolutspannung erheblich größer als in senkrechter Richtung. Die Spannungsrelaxation bei großen Zeiten verhält sich in beiden Richtungen linear auf einer logarithmischen Zeitskala. Ein ähnliches Relaxationsverhalten wurde auch bei den beiden anderen untersuchten Proben 63s04 und 73s04 gefunden, siehe dazu die Abb. 5.8, 5.7, 5.9, und 5.10. Abb. 5.11 zeigt exemplarisch die gemessene isotherme Spannungsrelaxation der Probe 63s06 bei 200°C sowie das numerisch angepaßte logarithmische Relaxationsgesetz.

Die ermittelten "Relaxationsraten" $\hat{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}}$ und $\hat{\sigma}_{\perp}^{\text{Al}}$ der drei untersuchten Proben sind in Abb. 5.12 als Funktion der Temperatur aufgetragen. Dabei ist die parallele "Relaxationsrate" um den Faktor drei bis vier größer als die senkrechte: $\hat{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}}/\hat{\sigma}_{\perp}^{\text{Al}} \approx 3 - 4$. Da allein wegen der Querkontraktion die Spannungsrelaxation in der parallelen Richtung, $\Delta\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}}$, einen Spannungsabbau um $\Delta\bar{\sigma}_{\perp}^{\text{Al}} \approx \nu^{\text{Al}}\Delta\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}}$ bewirkt, dürfte ($\hat{\sigma}_{\perp}^{\text{Al}}$) im wesentlichen durch den Spannungsabbau in der parallelen Richtung verursacht sein.

Zusätzlich sind zu Vergleichszwecken die $\hat{\sigma}$ -Werte eines kontinuierlichen Films gleicher Dicke (Probe 63s03) in Abb. 5.12 eingezeichnet. Dessen Temperaturverlauf ähnelt sehr stark dem der Bahnen und weist ebenfalls wie diese ein Maximum bei 180°C – 240°C auf. Allerdings sind im gesamten Temperaturbereich die "Relaxationsraten" des kontinuierlichen Films bezogen auf die Fließspannung um etwa den Faktor zwei größer als die der Bahnen: Bei 60°C z. B. ist $\hat{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}}/\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}} \approx 0,008$ und $\hat{\sigma}^{\text{Al}}/\bar{\sigma}^{\text{Al}} \approx 0,015$ und bei 300°C ist $\hat{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}}/\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}} \approx 0,03$ und $\hat{\sigma}^{\text{Al}}/\bar{\sigma}^{\text{Al}} \approx 0,05$.

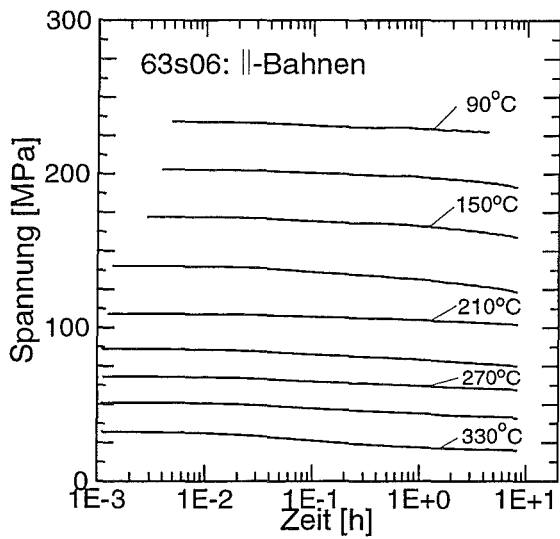


Abbildung 5.5: Relaxationsisothermen der Probe 63s06, $d^{Al} = 0,8\mu\text{m}$ und $b^{Al} = 0,75\mu\text{m}$, in paralleler Richtung bei verschiedenen Temperaturen.

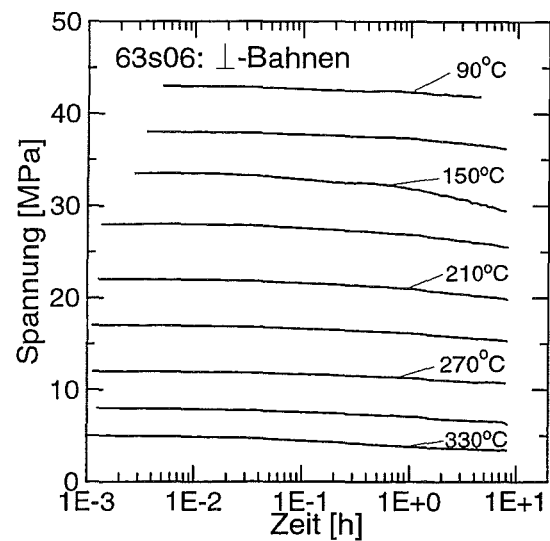


Abbildung 5.6: Relaxationsisothermen der Probe 63s06, $d^{Al} = 0,8\mu\text{m}$ und $b^{Al} = 0,75\mu\text{m}$, in senkrechter Richtung bei verschiedenen Temperaturen.

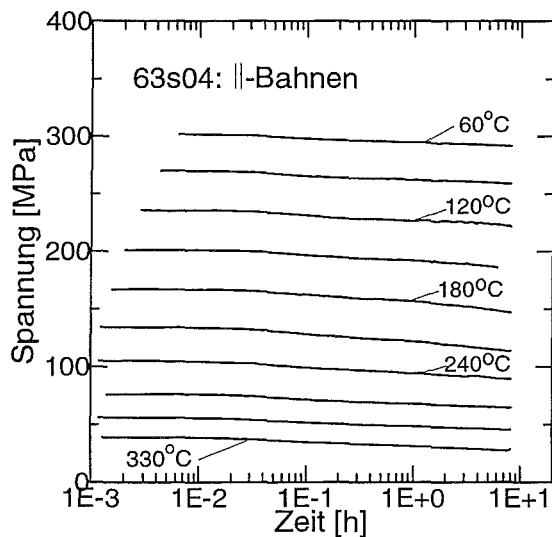


Abbildung 5.7: Relaxationsisothermen der Probe 63s04, $d^{Al} = 0,8\mu\text{m}$ und $b^{Al} = 0,75\mu\text{m}$, in paralleler Richtung bei verschiedenen Temperaturen.

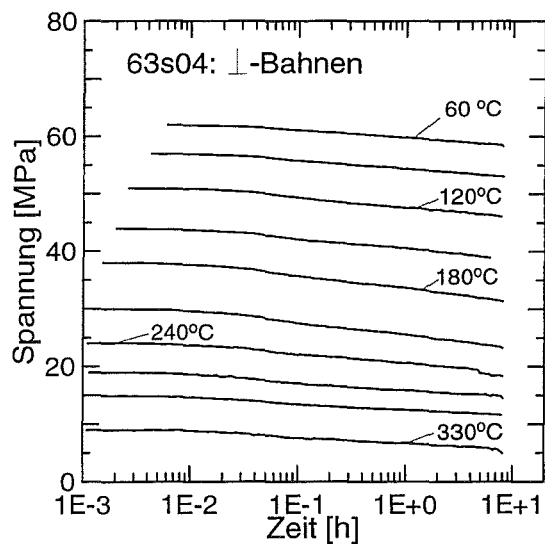


Abbildung 5.8: Relaxationsisothermen der Probe 63s04, $d^{Al} = 0,8\mu\text{m}$ und $b^{Al} = 0,75\mu\text{m}$, in senkrechter Richtung bei verschiedenen Temperaturen.

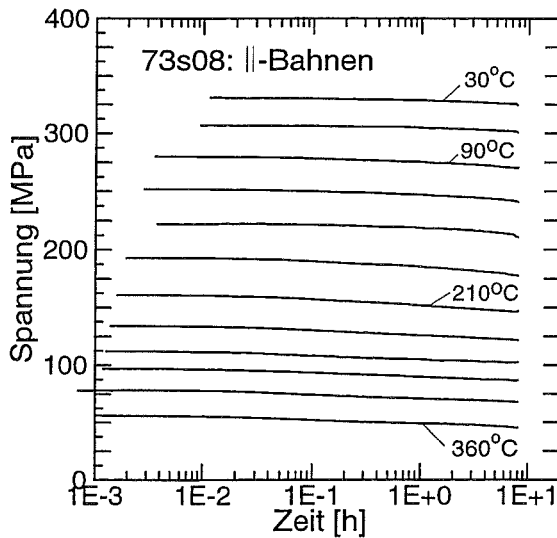


Abbildung 5.9: Relaxationsisothermen der Probe 73s08, $d^{Al} = 0,8\mu m$ und $b^{Al} = 1\mu m$, in paralleler Richtung bei verschiedenen Temperaturen.

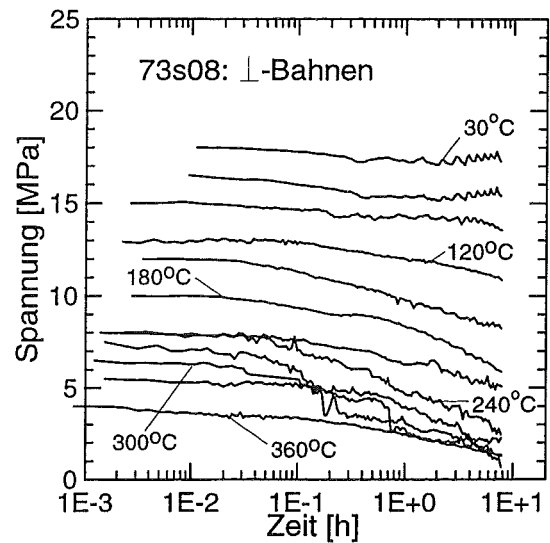


Abbildung 5.10: Relaxationsisothermen der Probe 73s08, $d^{Al} = 0,8\mu m$ und $b^{Al} = 1\mu m$, in senkrechter Richtung bei verschiedenen Temperaturen.

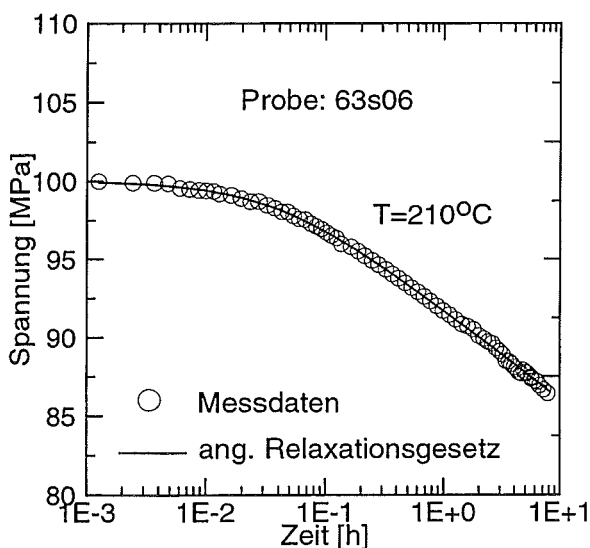


Abbildung 5.11: Eine typische Relaxationsisotherme der Probe 63s06 ($d^{Al} = 0,8\mu m$ und $b^{Al} = 0,75\mu m$) in paralleler Richtung bei $210^\circ C$ sowie die Anpassung mit Hilfe des log. Relaxationsgesetzes.

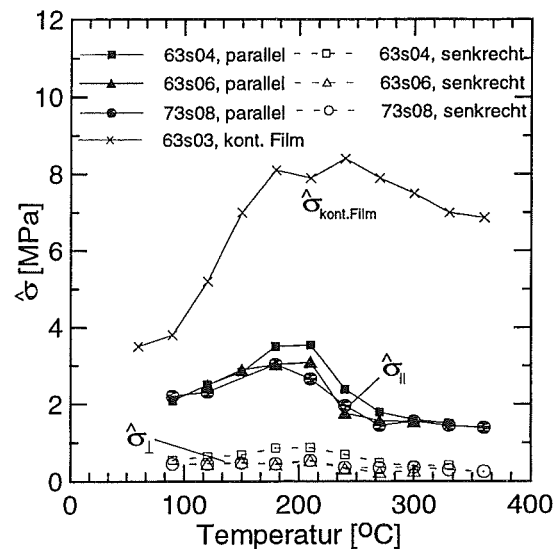


Abbildung 5.12: Isotherme "Relaxationsrate" $\dot{\sigma}$ der unpassivierten Leiterbahnen als Funktion der Temperatur. Aus Vergleichszwecken sind die Daten eines kont. Filmes der gleichen Dicke ($d^{Al} = 0,8\mu m$), eingezeichnet.

5.4 Diskussion der Meßergebnisse

Die im folgenden zu diskutierenden Ergebnisse für unpassivierte Leiterbahnen mit $a \approx 1$ lauten zusammengefaßt:

- Da für die Spannungen $\bar{\sigma}_{\perp}^{\text{Al}} \ll \bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}}$ gefunden wurde, liegt eine nahezu uniaxiale Spannungsverteilung vor.
- Die Spannung $\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}}$ in der Bahn verläuft unterhalb von 220°C elastisch. Daraus folgt, daß $\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}} \leq \bar{\sigma}_{\text{F}}^{\text{Al}}$ und $d\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}}/dT = \Delta\alpha \cdot E^{\text{Al}} < \Delta\alpha \cdot E^{\text{Al}}/(1 - \nu^{\text{Al}})$ sind.
- Es wurde keine Hysterese bei $\bar{\sigma}_{\perp}^{\text{Al}}$ gefunden; bei $\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}}$ nur oberhalb von 220°C.
- Die isothermen Relaxationskurven lassen sich durch ein logarithmisches Zeitgesetz beschreiben. Aufgrund von Querkontraktionseffekten wird $\Delta\bar{\sigma}_{\perp}^{\text{Al}}(t)$ durch $\Delta\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}}(t)$ verursacht. Das Verhältnis der "Relaxationsrate" zur Fließspannung ist bei den Bahnen um etwa den Faktor 2 kleiner als bei den kontinuierlichen Filmen: $\dot{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}}/\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}} \approx 2 \cdot \dot{\sigma}^{\text{Al}}/\bar{\sigma}^{\text{Al}}$.

Bei den hier untersuchten unpassivierten Bahnen mit einem Aspektverhältnis nahe 1 sind die sehr niedrigen Spannungen $\bar{\sigma}_{\perp}^{\text{Al}}$ und daher die nahezu uniaxiale Spannungsverteilung auf die im Kapitel 2.3 entwickelte Vorstellung der starken elastischen Relaxation der freien Seitenflächen zurückzuführen. Die niedrigen $\bar{\sigma}_{\perp}^{\text{Al}}$ -Werte entsprechen auch Vorhersagen aus FEM-Berechnungen, die A. Sauter [34] an einem Modell mit unpassivierten Al-Bahnen auf Si-Substraten durchgeführt hat. Für Bahnen mit einem Aspektverhältnis von eins werden nach Abkühlung von 300°C auf RT mittlere Spannungen in senkrechter Richtung von $\bar{\sigma}_{\perp}^{\text{Al}} \approx 20\text{MPa}$ vorhergesagt, die gut mit den von uns gefundenen Werten übereinstimmen.

Auch andere Arbeitsgruppen messen bei unpassivierten Leiterbahnen mit $a \approx 1$ sehr niedrige Spannungen in senkrechter Richtung: Bei P. Besser et. al. [58] schwanken die röntgenographisch ermittelten senkrechten Spannungen einer $1\mu\text{m}$ dicken und $1,25\mu\text{m}$ breiten Al(0,5%Cu)-Bahn während des thermischen Zyklierens zwischen RT und 400°C um $\pm 20\text{MPa}$ um den Spannungsnullpunkt. Bei I. Yeo [46], er verwendet zur Spannungsmessung die Wafer-Krümmungsmethode, zeigen die senkrechten Spannungen wie bei uns einen fast hysteresefreien Spannungs-Temperaturverlauf. Bei RT findet er in Übereinstimmung mit unseren Daten Spannungswerte zwischen 50 und 80MPa für AlCu-Bahnen mit $a = 0,8\mu\text{m}/1\mu\text{m} = 0,8$.

Aus dem elastischen Verlauf von $\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}}$ im Temperaturbereich des Auftretens der Θ -Al₂Cu-Ausscheidungen folgt, daß $\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}}$ immer kleiner oder gleich der Fließspannung der Bahnen sein muß. Daher muß bei -160°C die Fließspannung etwa zweimal so groß wie beim kontinuierlichen Film sein. Verlängert man den elastischen Verlauf bis 0K, so würde dies einer Spannung von etwa 680MPa entsprechen. Wird diese Spannung als Fließspannung bei 0K interpretiert, $\sigma_{\text{F}}^{\text{Al}}(0\text{K}) = \sigma_{*} + U/V = 680\text{MPa}$, so erhält man aus ihr und der gemessenen "Relaxationsrate", $\dot{\sigma} = kT/V$ ein Aktivierungsvolumen von $V \approx 2,3\text{nm}^3$ und eine Aktivierungsenergie von $U \approx 8 - 9\text{eV}$. Zur Ermittlung von V und U wurde $d^{\text{Al}} = 0,8\mu\text{m}$ und $\sigma_{*} = 25\text{MPa}$ gewählt. Das Aktivierungsvolumen ist gegenüber dem bei den kontinuierlichen Filmen bestimmten um etwa den Faktor 2 größer, die Aktivierungsenergie sogar fast um den

Faktor 4. Die Al_2Cu -Ausscheidungen bilden daher im vorgeschlagenen Modell Hindernisse in den Leiterbahnen mit einer höheren Energiebarriere für das Fortschreiten der Versetzungen als in den kontinuierlichen Filmen. Dies und das zudem erhöhte Aktivierungsvolumen sind ein Hinweis, daß die Θ - Al_2Cu -Ausscheidungen in den Leiterbahnen eine andere Morphologie als in den kontinuierlichen Filmen besitzen.

Da sich die Relaxationsisothermen ebenso wie bei den kontinuierlichen Filmen durch das im Kapitel zwei vorgestellte logarithmische Relaxationsgesetz (Gl. 2.32, S. 19) beschreiben lassen, liegt auch bei den unpassivierten Bahnen ein auf Versetzungsgleiten beruhender Prozeß der Spannungsrelaxation vor. Dies ist auch vernünftig, da sich an den für das Versetzungsgleiten wichtigen Bedingungen keine wesentlichen Änderungen gegenüber denen in kontinuierlichen Filmen ergeben.

Zu vergleichbaren Resultate kommen auch andere Arbeitsgruppen, die jedoch nie die Spannung unterhalb 0°C untersucht haben. I. Yeo [46] findet bei $0,8\mu\text{m}$ dicken und $1\mu\text{m}$ breiten AlCu -Leiterbahnen ähnlich wie bei uns nur oberhalb von 100°C eine leichte Hysterese. Unterhalb diese Temperatur steigt die Spannung bis RT auf etwa 220MPa an. Abkühl- und Aufheizkurve fallen wie bei unseren Messungen zusammen. P. Besser [58] hat röntgenographisch Spannungsmessungen an $1\mu\text{m}$ dicken und $1,25\mu\text{m}$ breiten AlCu -Leiterbahnen vorgenommen. Bei RT findet er Spannungen von etwa 200MPa . Zusätzlich hat er bei 200°C unter Zugspannung Relaxationsmessung durchgeführt. Ähnlich unseren Beobachtungen mißt er in der senkrechten Richtung nur sehr wenig Relaxation. Der Spannungsabbau in der parallelen Richtung beträgt in 2,3h etwa 10MPa , was mit unseren Beobachtungen gut übereinstimmt.

Kapitel 6

Meßergebnisse: Passivierte AlSiCu-Bahnen

Wie in den beiden vorangegangenen Kapitel werden zuerst das Auswerteverfahren und anschließend die Meßergebnisse vorgestellt und diskutiert.

Die untersuchten Proben sowie deren geometrischen Dimensionen sind in der Tabelle 3.4 (S. 25) aufgelistet.

6.1 Auswerteverfahren bei passivierten Leiterbahnen

6.1.1 Auswerteverfahren

Die passivierten Leiterbahnen (siehe Abb. 2.1, S. 4) setzen sich aus einer kontinuierlichen SiO₂-Unterlage, den AlSiCu-Bahnen und einer geometrisch komplex geformten SiN_x-Passivation zusammen. Einige Proben verfügen zusätzlich über eine ebenfalls in Bahnen strukturierte Ti/TiN-Unterlage.

Der Beitrag der kontinuierlichen SiO₂-Unterlage wird wie bei den kontinuierlichen Filmen und den unpassivierten Bahnen mit Hilfe der Spannungswerte der Probe 44s06 (Abb. 4.3, S. 36) korrigiert. Die Spannungen in der in Bahnen strukturierten Ti/TiN-Unterlage sind im allgemeinen richtungsabhängig. Nach der Eshelby-Theorie für passivierte Leiterbahnen (siehe Abb. 2.4, S. 11) gilt jedoch bei $a \approx 0,12$, daß die Spannung in paralleler Richtung ungefähr gleich der Spannung in senkrechter Richtung und ungefähr gleich der Spannung in einem kontinuierlichen Film ist: $\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{Ti/TiN}} \approx \bar{\sigma}_{\perp}^{\text{Ti/TiN}} \approx \bar{\sigma}^{\text{Ti/TiN}}$. Deshalb wird zur Korrektur des Ti/TiN-Beitrages die Spannungswerte von den kontinuierlichen Ti/TiN-Filmen 44s07-1 und 44s07-2 (Abb. 4.4, S. 37) verwendet.

Die Spannung in den AlSiCu-Leiterbahnen ergibt sich nach der Korrektur der SiO₂-, der Ti/TiN- und der SiN_x-Schichten aus der Gl. 2.8 wie folgt:

$$\bar{\sigma}_{\parallel,\perp}^{\text{Al}} = \bar{\sigma}_{\parallel,\perp} \cdot \frac{\tilde{d}^{\text{Film}}}{\tilde{d}^{\text{Al}}} - \bar{\sigma}^{\text{SiO}_2} \cdot \frac{d^{\text{SiO}_2}}{\tilde{d}^{\text{Al}}} - \bar{\sigma}^{\text{Ti/TiN}} \cdot \frac{\tilde{d}^{\text{Ti/TiN}}}{\tilde{d}^{\text{Al}}} - \bar{\sigma}_{\parallel,\perp}^{\text{SiN}_x} \cdot \frac{\tilde{d}^{\text{SiN}_x}}{\tilde{d}^{\text{Al}}} . \quad (6.1)$$

Im Unterschied zur Passivationsschicht bei den kontinuierlichen Filmen sind die mittleren Spannungen in der SiN_x-Passivation der Leiterbahnen wegen ihrer komplexen geometrischen

Form richtungsabhängig und verschieden von denen einer kontinuierlichen SiN_x -Schicht. Sie sind deshalb meßtechnisch auch nicht zugänglich. Die Messung der Spannung eines kontinuierlichen SiN_x -Films (Probe 62s22, Abb. 4.5, S. 37) zeigt aber, daß sich das SiN_x im von uns untersuchten Temperaturbereich vollkommen elastisch verhält. Man kann deshalb versuchen, die Spannungen in der SiN_x -Passivation als Funktion der Temperatur mit Hilfe der Methode der Finiten Elemente numerisch zu berechnen. Diese Berechnungen wurden von M. Hallerbach und I. Eppler an Modellen durchgeführt, deren Geometrien den von uns verwendeten Proben entsprechen (Abb. 2.1, S. 4). Die in den Abb. 6.2, 6.1 und 6.3 gezeigten Ergebnisse wurden unter Verwendung der Materialparameter aus der Tabelle 2.1, S.16, unter der Annahme von rein elastischen Verhalten der AlSiCu-Bahnen und des die Bahnen umgebenden Materials berechnet. Die unterschiedlichen Spannungsbeträge sind durch unterschiedliche Farben dargestellt. Die Spannungen sind in den beiden senkrechten Richtungen im SiN_x extrem inhomogen verteilt. Dagegen ist die Spannung $\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{SiN}_x}$ im SiN_x weitgehend konstant. Die aus den FEM-Daten bestimmte Temperaturabhängigkeiten der Volumenmittelwerte der Spannungen der Passivation ergeben sich zu: $\Delta\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{SiN}_x}/\Delta T = 0,27\text{MPa}/^\circ\text{C}$, $\Delta\bar{\sigma}_{\perp}^{\text{SiN}_x}/\Delta T = 0,03\text{MPa}/^\circ\text{C}$ und $\Delta\bar{\sigma}_z^{\text{SiN}_x}/\Delta T = 0,44\text{MPa}/^\circ\text{C}$.

Die Absolutwerte der Spannungen im SiN_x lassen sich ermitteln, wenn die Temperaturen bekannt sind, bei denen $\bar{\sigma}_{\perp}^{\text{Al}} = 0$ bzw. $\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}} = 0$ sind, da bei diesen Temperaturen für die Spannungen im SiN_x nach der Gl. 6.1 gilt: $\bar{\sigma}_{\parallel,\perp}^{\text{SiN}_x} = \bar{\sigma}_{\parallel,\perp} \cdot \tilde{d}^{\text{Film}}/\tilde{d}^{\text{SiN}_x} - \bar{\sigma}^{\text{SiO}_2} \cdot \tilde{d}^{\text{SiO}_2}/\tilde{d}^{\text{SiN}_x} - \bar{\sigma}^{\text{TiTiN}} \cdot \tilde{d}^{\text{TiTiN}}/\tilde{d}^{\text{SiN}_x}$. Mit Hilfe der röntgenographisch ermittelten Spannungswerte der Probe 73s17 findet man die Nullpunkte der Spannungskomponenten in den AlSiCu-Bahnen in der parallelen Richtung bei 340°C und in der senkrechten Richtung bei 320°C . Der Spannungsnullpunkt liegt etwas unterhalb der Depositionstemperatur der Passivation von 350°C . Diese Beobachtung nahezu spannungsfreier Bahnen etwas unterhalb der Herstellungstemperatur der Passivation stimmt zudem gut mit Literaturdaten überein [58, 63].

Da alle anderen Proben demselben Herstellungsverfahren und derselben Temperaturbehandlung unterlagen, wurde auch bei diesen Proben der Spannungsnullpunkt für $\bar{\sigma}_{\parallel}$ bei 340°C bzw. 320°C für $\bar{\sigma}_{\perp}$ gesetzt.

Der Spannungsverlauf des SiN_x der Probe 73s17 ergibt sich somit wie folgt:

$$\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{SiN}_x}(T) = 300\text{MPa} + 0,27\text{MPa} \cdot (T - 340^\circ\text{C})/^\circ\text{C} \quad , \quad (6.2)$$

$$\bar{\sigma}_{\perp}^{\text{SiN}_x}(T) = 160\text{MPa} + 0,03\text{MPa} \cdot (T - 320^\circ\text{C})/^\circ\text{C} \quad . \quad (6.3)$$

Die Spannungen im SiN_x der anderen drei Proben (73s18, 63s12, 63s18) bei 320°C bzw. 340°C schwanken um maximal $\pm 30\text{MPa}$ um die bei der Probe 73s17 gefundenen Werte von 300MPa bzw. 160MPa , falls $\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}}(t = 340^\circ\text{C}) = 0$ und $\bar{\sigma}_{\perp}^{\text{Al}}(320^\circ\text{C}) = 0$ angenommen wird. Durch die Korrekturen der einzelnen Schichten, insbesondere der SiN_x -Passivation, beträgt der Fehler in der Ermittlung der Leiterbahnspannungen etwa $\pm 40\text{MPa}$.

Noch eine Bemerkung zu den Resultaten von den FEM-Berechnungen: Die Abb. 6.1, 6.2 und 6.3 zeigen deutlich, daß die Spannungen in der SiO_2 -Unterlage inhomogen über das Volumen der Oxidschicht verteilt sind. Wird jedoch die Spannung über das Schichtvolumen integriert und dann durch das Schichtvolumen dividiert wird, so erhält man sowohl in der parallelen als auch in der senkrechten Richtung dieselbe mittlere Spannung. Sie entspricht

exakt der Spannung, die bei gleicher Temperaturänderung bei einem kontinuierlichen SiO_2 -Film auf einem Si-Substrat gefunden wird.

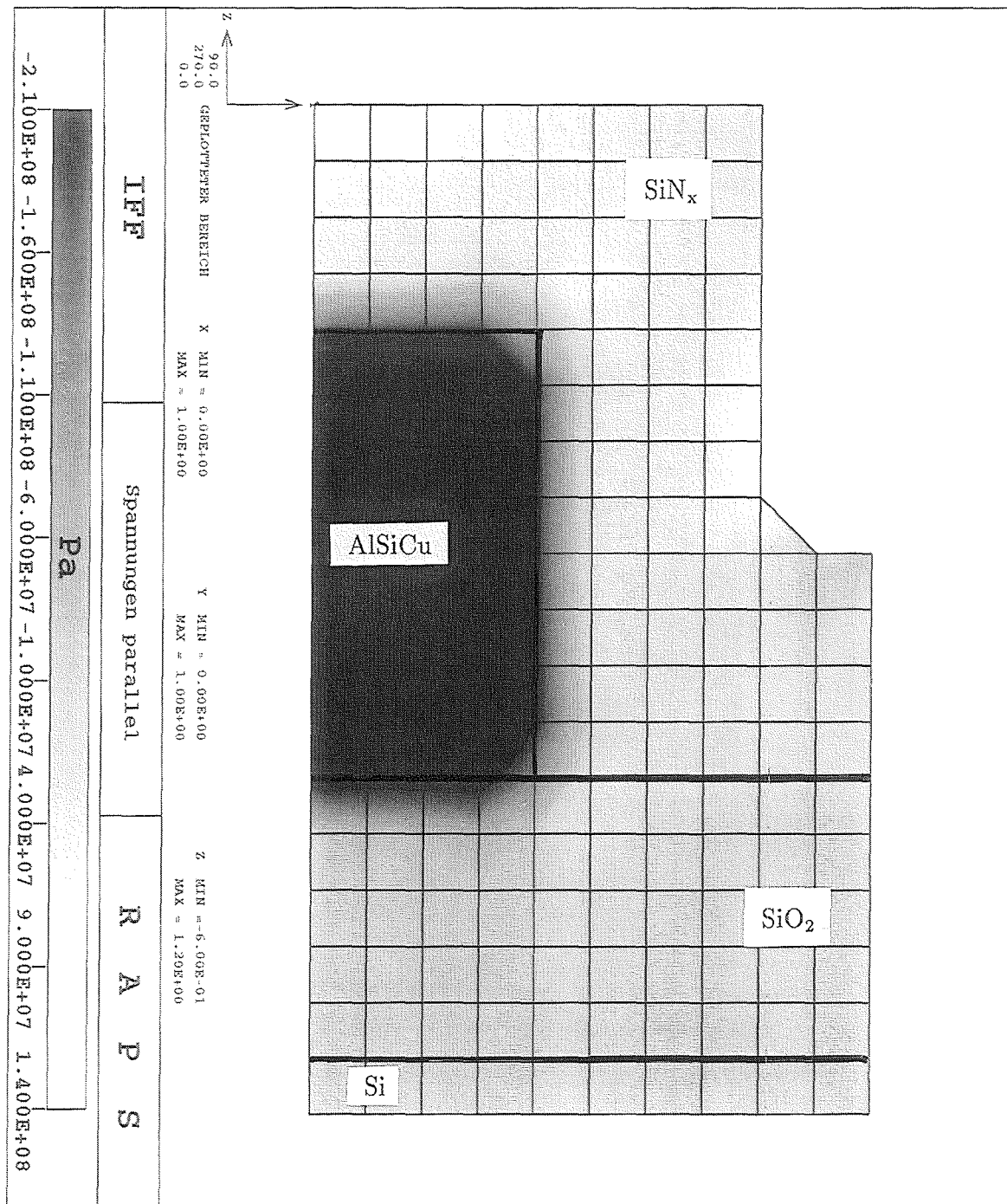


Abbildung 6.1: Mit Hilfe der FEM elastisch berechnete Spannungsverteilung in paralleler Richtung bei einer Temperaturänderung von 400°C . Ein Kästchen entspricht $0,1\mu\text{m}$. Die Druckspannungsskala ist bei -210MPa abgeschnitten, so daß alle Druckspannungen unterhalb -210MPa nur schwarz abgebildet werden.

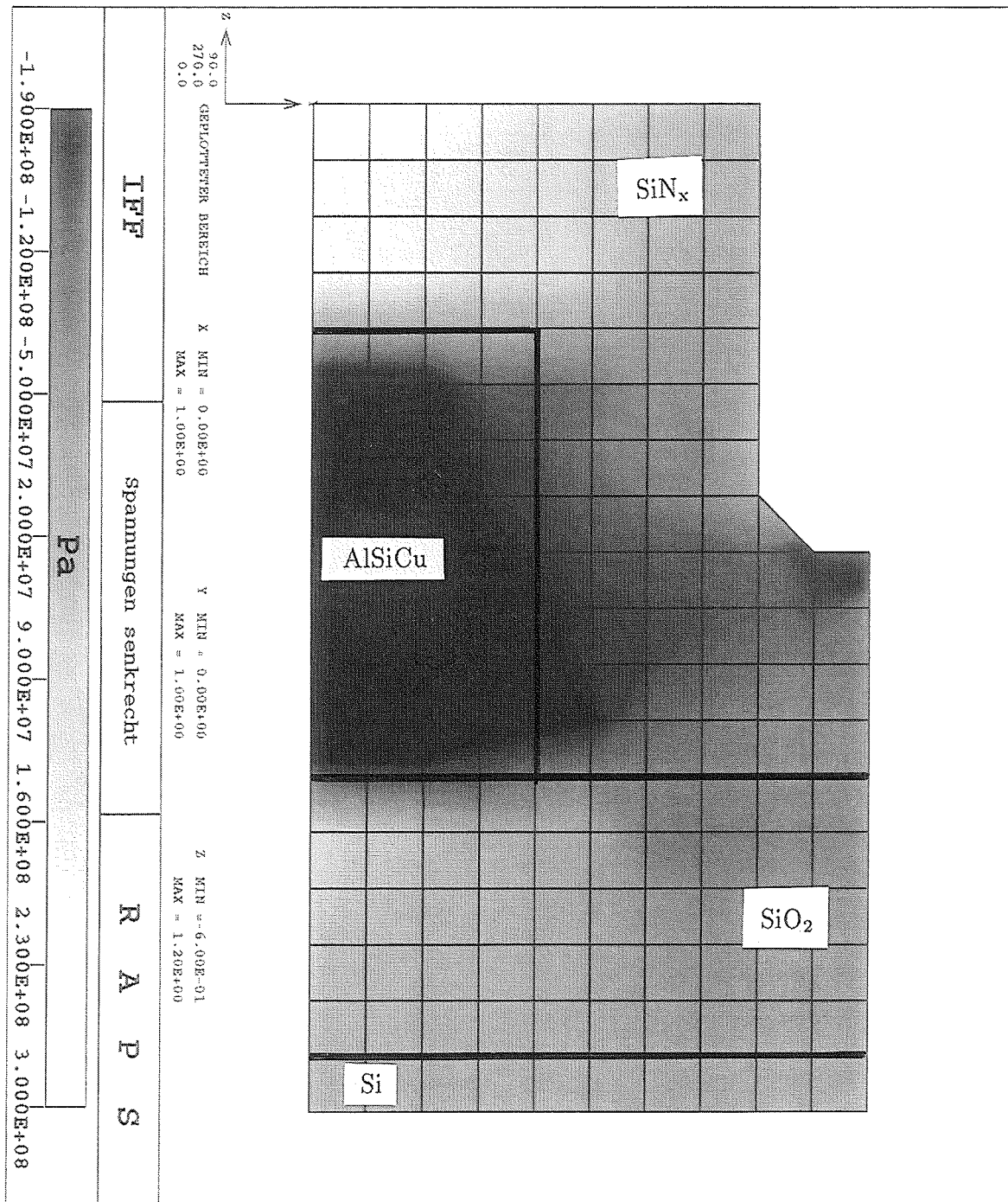


Abbildung 6.2: Mit Hilfe der FEM elastisch berechnete Spannungsverteilung in senkrechter Richtung bei einer Temperaturänderung von 400°C . Ein Kästchen entspricht $0,1\mu\text{m}$. Die Druckspannungsskala ist bei -190MPa abgeschnitten, so daß alle Druckspannungen unterhalb -190MPa nur schwarz abgebildet werden.

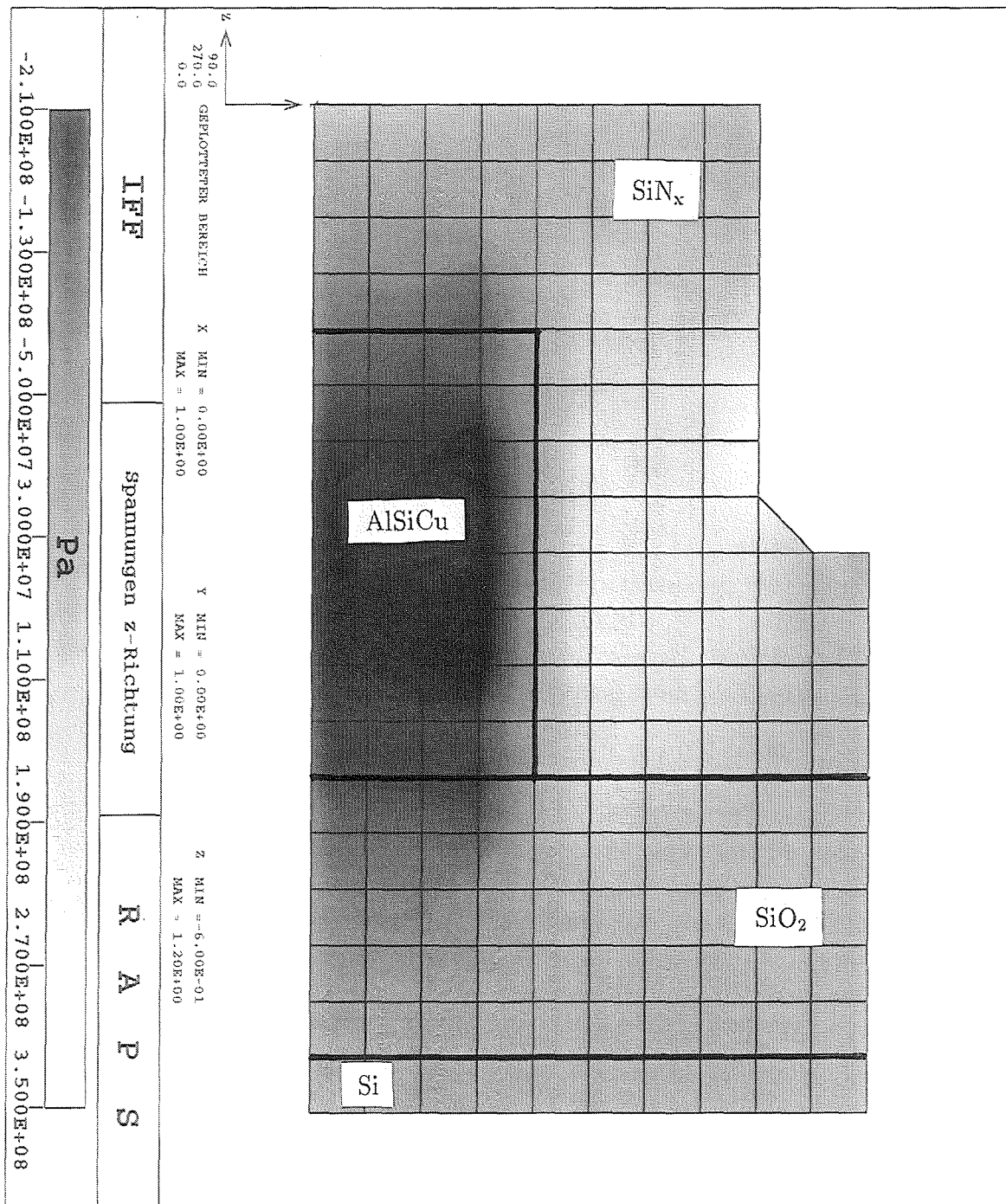


Abbildung 6.3: Mit Hilfe der FEM elastisch berechnete Spannungsverteilung in z-Richtung bei einer Temperaturänderung von 400°C . Ein Kästchen entspricht $0,1\mu\text{m}$. Die Druckspannungsskala ist bei -190MPa abgeschnitten, so daß alle Druckspannungen unterhalb -190MPa nur schwarz abgebildet werden.

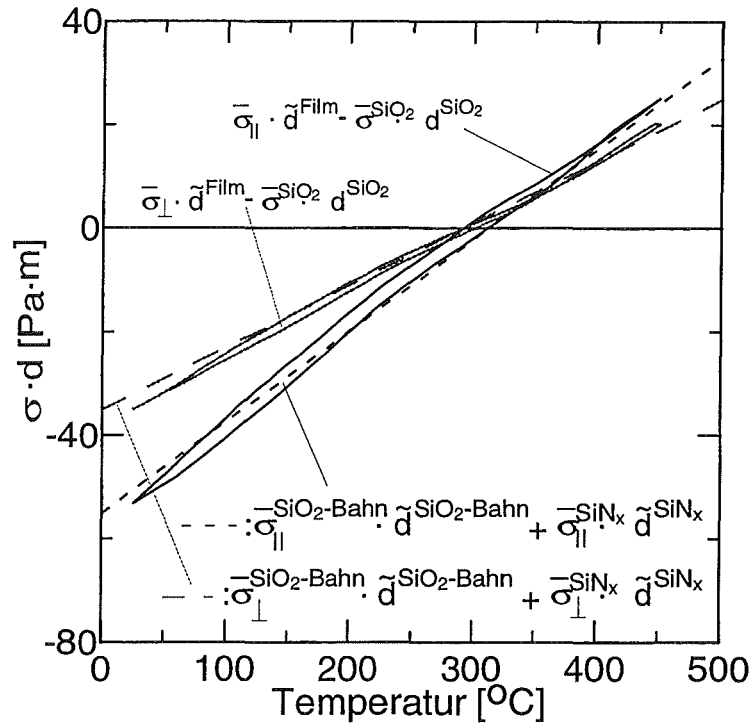


Abbildung 6.4: Verlauf der gemessenen Filmspannungen der Probe 44s03 ($d^{\text{SiO}_2\text{-Bahn}} = 0,8\mu\text{m}$, $b^{\text{SiO}_2\text{-Bahn}} = 0,8\mu\text{m}$, $d^{\text{SiN}_x} = 0,8\mu\text{m}$, $d^{\text{SiO}_2} = 0,2\mu\text{m}$) in senkrechter und paralleler Richtung mit der Temperatur. Als gestrichelte Linien sind die mit der Methode der FE berechneten Beiträge der SiO_2 -Linien und der SiN_x -Passivationen eingezeichnet.

6.1.2 Verifizierung der Auswertemethode

Anhand eines strukturierten Filmsystems, welches sich absolut elastisch verhalten sollte, wird im folgenden die im vorhergehenden Kapitel beschriebene Auswertemethode der Waferkrümmungsmessungen überprüft. Das Filmsystem (Probe 44s03, siehe Tabell 3.4, S. 25) besaß dieselbe Geometrie wie die verwendeten AlSiCu-Proben (siehe Abb. 2.1), allerdings wurden die AlSiCu-Leiterbahnen durch SiO_2 -Bahnen ersetzt, die aus einer $1\mu\text{m}$ dicken thermisch oxidierten SiO_2 -Schicht herausgeätzt wurden. Übrig blieb eine $0,2\mu\text{m}$ dicke, kontinuierliche SiO_2 -Schicht. Im letzten Schritt wurde die SiN_x -Passivation aufgebracht. Wird berücksichtigt, daß die Spannungen in den SiO_2 -Bahnen verschieden von denen in der kontinuierlichen SiO_2 -Schicht sind, so läßt sich Gl. 2.8 wie folgt schreiben:

$$\bar{\sigma}_{\parallel,\perp} \cdot \tilde{d}^{\text{Film}} - \bar{\sigma}^{\text{SiO}_2} \cdot d^{\text{SiO}_2} = \bar{\sigma}_{\parallel,\perp}^{\text{SiO}_2\text{-Bahn}} \cdot \tilde{d}^{\text{SiO}_2\text{-Bahn}} + \bar{\sigma}_{\parallel,\perp}^{\text{SiN}_x} \cdot \tilde{d}^{\text{SiN}_x} \quad , \quad (6.4)$$

wobei $\bar{\sigma}_{\parallel,\perp}^{\text{SiO}_2\text{-Bahn}}$ die Spannungen in der SiO_2 -Bahnen sind. In der Abb. 6.4 ist der Verlauf der gemessenen Spannungen multipliziert mit den Schichtdicken, die linke Seite der Gl. 6.4, beim Aufheizen und beim Abkühlen als durchgezogene Linien aufgetragen. Die zur Korrektur verwendeten Spannungsdaten, $\bar{\sigma}_{\text{SiO}_2}$, des kontinuierlichen SiO_2 -Films stammen von der Probe 44s06. Der Spannungsnullpunkt wurde willkürlich bei 300°C gewählt. Sowohl in der parallelen als auch in der senkrechten Richtung verhält sich das Filmsystem elastisch,

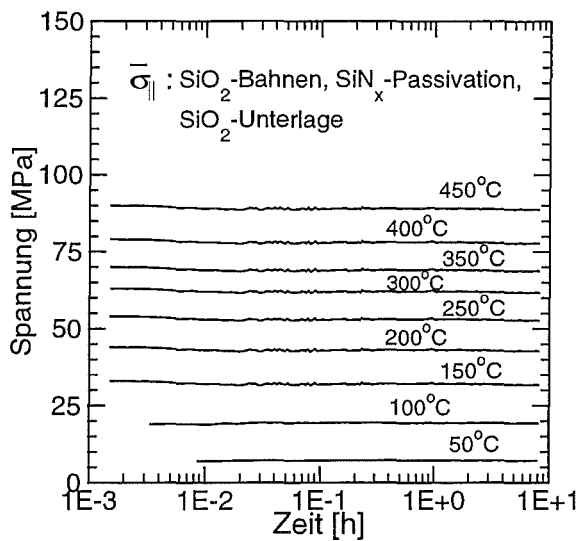


Abbildung 6.5: *Isotherme Relaxationskurven der Gesamtspannungen der passivierten SiO₂-Bahnen (Probe 44s03: $d^{\text{SiO}_2\text{-Bahn}} = 0,8\mu\text{m}$, $b^{\text{SiO}_2\text{-Bahn}} = 0,8\mu\text{m}$, $\tilde{d}^{\text{SiN}_x} = 0,8\mu\text{m}$, $d^{\text{SiO}_2} = 0,2\mu\text{m}$) in paralleler Richtung bei verschiedenen Temperaturen.*

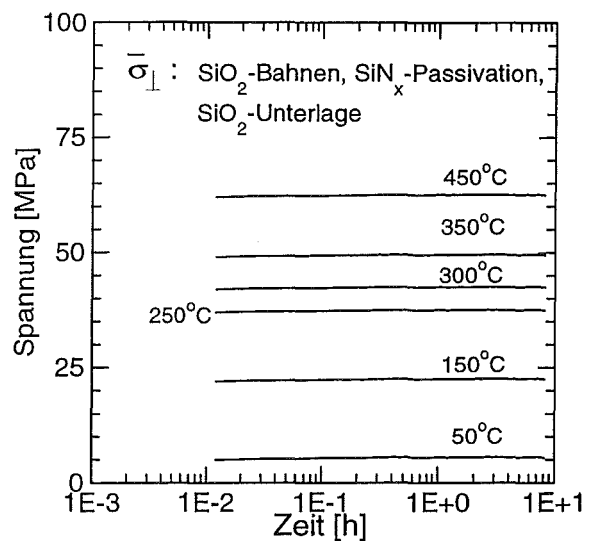


Abbildung 6.6: *Isotherme Relaxationskurven der Gesamtspannungen der passivierten SiO₂-Bahnen (Probe 44s03: $d^{\text{SiO}_2\text{-Bahn}} = 0,8\mu\text{m}$, $b^{\text{SiO}_2\text{-Bahn}} = 0,8\mu\text{m}$, $\tilde{d}^{\text{SiN}_x} = 0,8\mu\text{m}$, $d^{\text{SiO}_2} = 0,2\mu\text{m}$) in senkrechter Richtung bei verschiedenen Temperaturen.*

allerdings sind die Spannungsänderungen in paralleler Richtung größer als in senkrechter Richtung.

Die rechte Seite der Gl. 6.4, die Beiträge der SiO₂-Bahnen und der SiN_x-Passivation, wurde mittels elastischer FEM-Berechnungen unter Verwendung der Materialdaten aus Tabelle 2.1 berechnet. Die Resultate sind in der Abb. 6.4 als gestrichelte Linien eingezeichnet. Die theoretisch berechneten Daten aus den FEM-Berechnungen stimmen gut mit den gemessenen Daten überein. Daraus schließen wir, daß die mit der Methode der Finiten Elemente berechneten Werte in der SiN_x-Passivation sowohl in der parallelen als auch in der senkrechten Richtung eine gute Näherung für die tatsächlich vorliegenden Spannungsänderungen in der Passivation darstellen. Die geringen Unterschiede zwischen der Aufheiz- und Abkühlkurve resultieren aus der Unsicherheit in der Temperaturbestimmung beim schnellen Zyklieren.

In einem zweiten Experiment wurde die isotherme Spannungsrelaxation, wiederum mit passivierten SiO₂-Bahnen, bei verschiedenen Temperaturen zwischen RT und 450°C untersucht. Die Ergebnisse sind in den Abb. 6.5 und 6.6 über einer logarithmischen Zeitskala aufgetragen. In beiden Fällen tritt im Temperaturbereich von RT bis 450°C keinerlei Relaxation auf. Deshalb folgt, daß sowohl das SiO₂ als auch die SiN_x-Passivation sich vollkommen relaxationsfrei verhalten. Sollte also isotherme Relaxation in einem Filmsystem mit AlSiCu-Leiterbahnen auftreten, so kann diese dem AlSiCu und der elastischen Reaktion der Passivation auf die Spannungsänderung der AlSiCu-Leiterbahn zugeschrieben werden.

Um den Beitrag dieser elastischen Verformung der Passivation am Gesamteffekt abzuschätzen, wurde folgende zwei FEM-Berechnungen durchgeführt: 1.) Es wurde sowohl in

der Passivation als auch in der Leiterbahn eine Temperaturabsenkung von $\Delta T = -400^\circ\text{C}$ angenommen. 2.) In der Passivation wurde eine Temperaturabsenkung von $\Delta T = -400^\circ\text{C}$ und in der AlSiCu-Leiterbahn eine Absenkung von $\Delta T = -200^\circ\text{C}$ angenommen. Dadurch wurde gegenüber 1.) eine Relaxation der Eigendehnung und damit der Spannung im Al z. B. in paralleler Richtung von 940 auf 470MPa simuliert. Die damit verbundenen Änderungen der Spannung in der Passivation ergeben sich zu $\Delta\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{SiN}_x}/\Delta\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}} = -0,05$ in der parallelen und $\Delta\bar{\sigma}_{\perp}^{\text{SiN}_x}/\Delta\bar{\sigma}_{\perp}^{\text{Al}} = 0,03$ in der senkrechten Richtung. Eine Nichtberücksichtigung dieses Effektes würde bei der isothermen Spannungsrelaxation zu einem systematischen Fehler von maximal 6% in der senkrechten und maximal 10% in der parallelen Richtung führen.

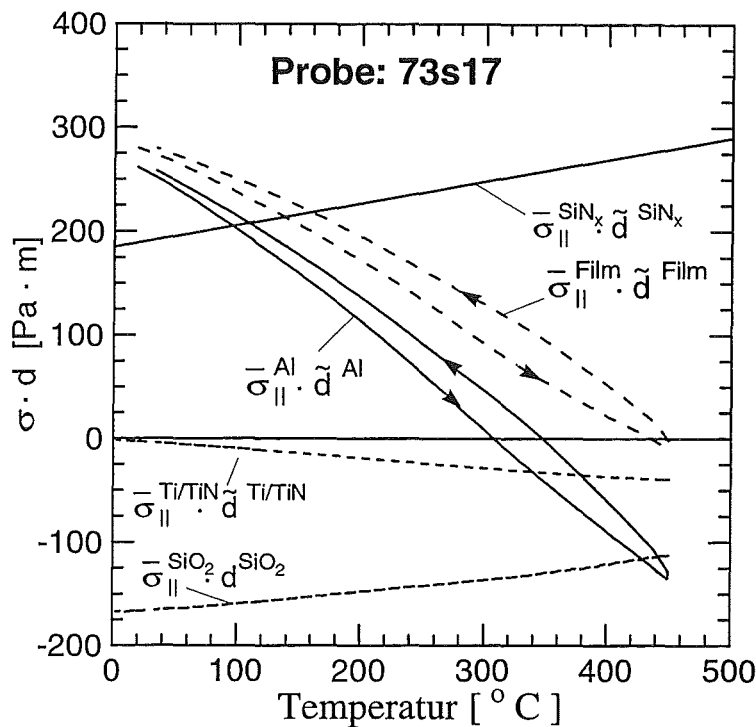


Abbildung 6.7: $\bar{\sigma} \cdot \tilde{d}$ der einzelnen Schichten der Probe 73s17 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 1,0\mu m$) im 4. Zyklus.

6.2 Thermisches Zyklieren

Die Auswertung passivierter Leiterbahnen gemäß Gl. 6.1 ist am Beispiel der Probe 73s17 in der Abb. 6.7 dargestellt. Aus $\bar{\sigma}_{||}^{Al} \cdot \tilde{d}^{Al}$ folgt durch Division mit der effektiven Leiterbahndicke $\bar{\sigma}_{||}^{Al}$. Diese Spannungen (durchgezogene Linie) und die in äquivalenter Weise ausgewertete Spannung in senkrechter Richtung (gestrichelte Linie) sind in der Abb. 6.8 als Funktion der Temperatur aufgetragen.

Ausgehend von RT mit einer Spannung von 660MPa in paralleler und 420MPa in senkrechter Richtung bauen sich mit zunehmender Temperatur die Spannungen in beiden Richtungen etwa linear ab und wechseln in beiden Spannungsrichtungen bei etwa 300°C von Zug- nach Druck. Die Steigung des Spannungsabbaus ist dabei in paralleler Richtung etwas größer als in der senkrechten. Bei weiterer Erwärmung auf 450°C wird der lineare Spannungsverlauf in etwa beibehalten und bis 450°C eine Druckspannung von etwa -350MPa in der parallelen und etwa -310MPa in der senkrechten Richtung aufgebaut. Durch Abkühlen reduzieren sich die Druckspannungen wiederum linear mit der Temperatur. Die parallele Spannung erreicht bei 340°C und die senkrechte Spannung bei etwa 320°C den Spannungsnulldurchgang. Bei weiteren Abkühlen auf RT wird der lineare Spannungsverlauf mit der Temperatur beibehalten und bei RT werden die Ausgangsspannungen wieder erreicht.

Zusätzlich sind die von D. Beckers [54] durch Röntgendiffraktometrie an derselben Probe 73s17 ermittelten Spannungswerte für die parallele, die senkrechte- und die z-Richtung

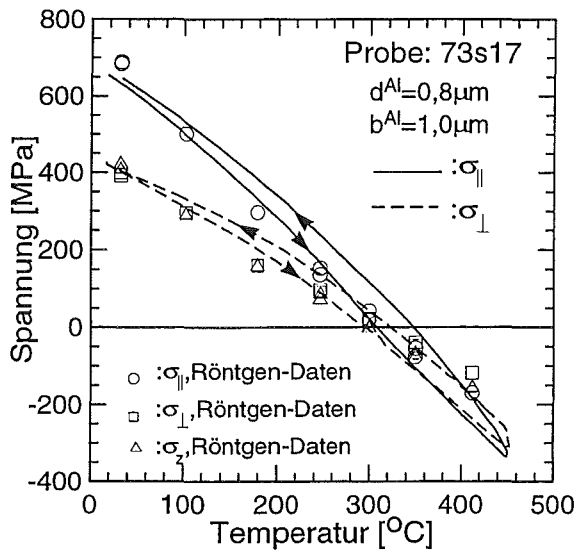


Abbildung 6.8: Spannungsverlauf der Probe 73s17 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 1,0\mu m$, Temp. vor der Strukturierung) in senkrechter und paralleler Richtung als Funktion der Temperatur im 4. Zyklus; zusätzlich sind zu Vergleichszwecken die an derselben Probe durch Röntgendiffraktometrie ermittelten Spannungen eingezeichnet.

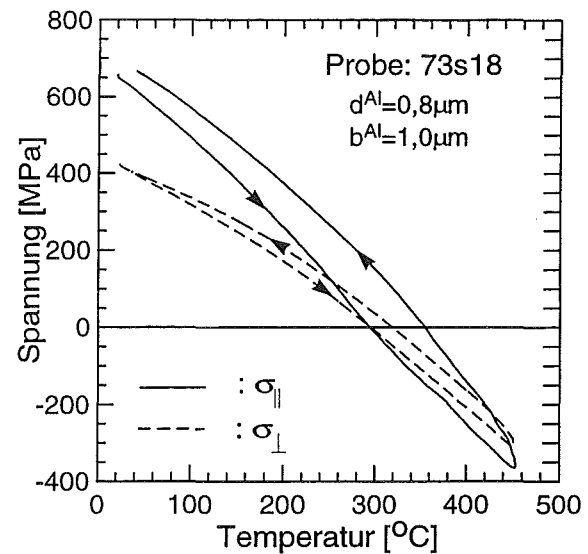


Abbildung 6.9: Spannungsverlauf der Probe 73s18 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 1,0\mu m$, Temp. nach der Strukturierung) in senkrechter und paralleler Richtung als Funktion der Temperatur im 4. Zyklus.

ingezeichnet. Die Meßfehler der Röntgendaten liegen bei RT bei etwa $\pm 80\text{MPa}$ und bei 400°C bei etwa $\pm 30\text{MPa}$. Bei der Probe 73s17 sind die Spannungen $\bar{\sigma}_z^{Al}$ und $\bar{\sigma}_\perp^{Al}$ im Rahmen der Meßgenauigkeiten über den gesamten untersuchten Temperaturbereich gleich: $\bar{\sigma}_z^{Al} = \bar{\sigma}_\perp^{Al}$. Die Wafer-Krümmungsdaten stimmen mit den röntgenographisch ermittelten Spannungen sowohl in der parallelen als auch in der senkrechten Richtung innerhalb der Meßfehler gut überein!

Die Ergebnisse von den Untersuchungen der Proben 73s18, 63s12 und 63s18 können den Abb. 6.9, 6.10 und 6.11 entnommen werden. Ein Vergleich der vier untersuchten Proben untereinander ergibt, daß innerhalb der Fehlergrenzen bei allen Proben derselbe Spannungs-Temperaturverlauf in paralleler und senkrechter Richtung beobachtet wird.

Für alle Proben sind die bei RT gemessenen Spannungen in die Tabelle 6.1 eingetragen. Gemeinsam ist allen, daß die Spannungen bei RT im Vergleich zu denen in kontinuierlichen Filmen und in unpassivierten Leiterbahnen um den Faktor 2-3 größer sind. Die Tabelle enthält zusätzlich die mit Hilfe der Eshelby-Theorie berechneten Spannungen bei RT für Aspektverhältnisse von 0,92, 1,00 und 1,07, wobei für die Berechnungen der im Kapitel 2 eingeführte effektive Schermodul der Passivation verwendet wurde. Außerdem sind die Ergebnisse der FEM-Berechnungen für $a=1$ eingetragen. Bei beiden Berechnungen wurde der Spannungsnulldurchgang für alle drei betrachteten Richtungen bei 320°C festgelegt, d. h. es wurde eine Temperaturabsenkung von 300°C gewählt. Alle Spannungswerte sind auf

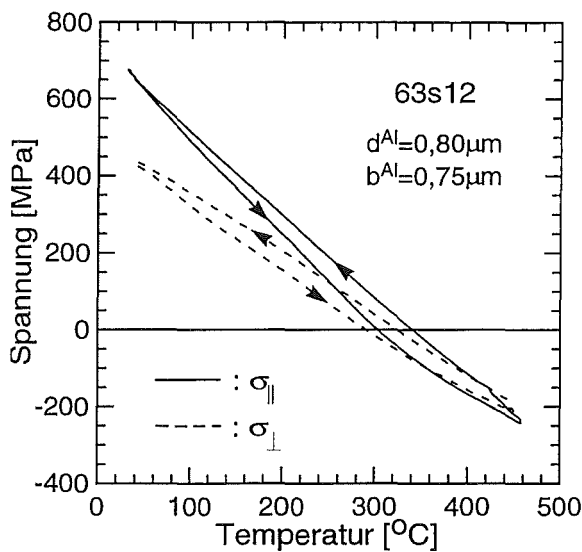


Abbildung 6.10: Spannungsverlauf der Probe 63s12 ($d^{Al} = 0,8\mu\text{m}$, $b^{Al} = 0,75\mu\text{m}$, Temp. vor der Strukturierung) in senkrechter und paralleler Richtung als Funktion der Temperatur im 4. Zyklus.

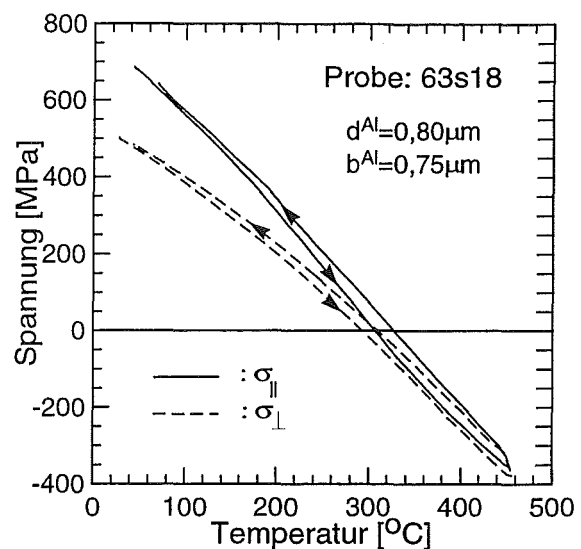


Abbildung 6.11: Spannungsverlauf der Probe 63s18 ($d^{Al} = 0,8\mu\text{m}$, $b^{Al} = 0,75\mu\text{m}$, Temp. nach der Strukturierung) in senkrechter und paralleler Richtung als Funktion der Temperatur im 4. Zyklus.

$\pm 10\text{MPa}$ gerundet. Sowohl aus den berechneten als auch aus den gemessenen Spannungen bei RT wurden die hydrostatischen und die von Mises-Spannungen ermittelt, wobei bei den Wafer-Krümmungsdaten aufgrund der Röntgendaten und in Übereinstimmung mit den Vorhersagen der Eshelby-Theorie bzw. den FEM-Berechnungen stets $\bar{\sigma}_z^{Al} = \bar{\sigma}_\perp^{Al}$ gesetzt wurde.

Ein Vergleich der gemessenen (Wafer-Krümmungs- und Röntgendaten) mit den berechneten Spannungskomponenten ergibt innerhalb der Meßfehler übereinstimmende Resultate. Daher stimmen auch die gemessenen und die berechneten von Mises-Spannungen überein, wobei der Fehler in den von Mises-Spannungen bei etwa $\pm 60\text{MPa}$ liegt. **Plastische Verformungen während des thermischen Zyklierens haben daher nicht (oder nur im geringen Umfang der Meßfehler der Spannungskomponenten von $\pm 40\text{MPa}$) stattgefunden!**

Dieser Befund wird außerdem durch die Tatsache gestützt, daß in der senkrechten Richtung die Abkühl- über der Aufheizkurve liegt. Wie im Kapitel 2 gezeigt wurde, sollte bei plastischer Spannungsumverteilung in Leiterbahnen mit $a=1$ die Abkühlkurve für $\bar{\sigma}_\perp^{Al}$ unter der Aufheizkurve liegen. Aus der Übereinstimmung der gemessenen mit den berechneten hydrostatischen Zugspannungen bei RT folgt außerdem, daß während des thermischen Zyklierens kein Wachstum von Hohlräumen stattgefunden hat!

Meßergebnisse und theor. Berechnungen der Spannungen bei RT					
	$\bar{\sigma}_{\parallel}^{Al}(RT)$ [MPa]	$\bar{\sigma}_{\perp}^{Al}(RT)$ [MPa]	$\bar{\sigma}_z^{Al}(RT)$ [MPa]	$\bar{\sigma}_{hydr}^{Al}(RT)$ [MPa]	$\bar{\sigma}_{vM}^{Al}(RT)$ [MPa]
Gemessene Spannungen					
73s17 (a=0,92)	660	420		500	240
73s17 (Röntgen)	720	400	420	510	310
73s18 (a=0,92)	670	420		500	250
63s12 (a=1,07)	670	440		520	230
63s18 (a=1,07)	720	500		570	220
Elastisch berechnete Spannungen nach der Eshelby-Theorie					
a=1,00	690	370	370	480	320
a=0,92	680	380	360	480	310
a=1,07	680	360	380	480	310
Elastisch berechnete Spannungen nach FEM					
a=1,00	700	370	330	470	350

Tabelle 6.1: Auflistung der Ergebnisse der Messungen und theor. Berechnungen der Spannungen in passivierten Leiterbahnen bei RT(= 20°C). Der Spannungsnulldurchgang in den senkrechten und der parallelen Richtung wurde bei 320°C gewählt, d.h. $\Delta T = 300^\circ C$. Zur Berechnung der hydrostatischen, $\bar{\sigma}_{hydr}^{Al}$, und der von Mises-Spannungen, $\bar{\sigma}_{vM}^{Al}$, aus den Wafer-Krümmungsdaten wurde $\bar{\sigma}_{\perp}^{Al} = \bar{\sigma}_z^{Al}$ gesetzt.

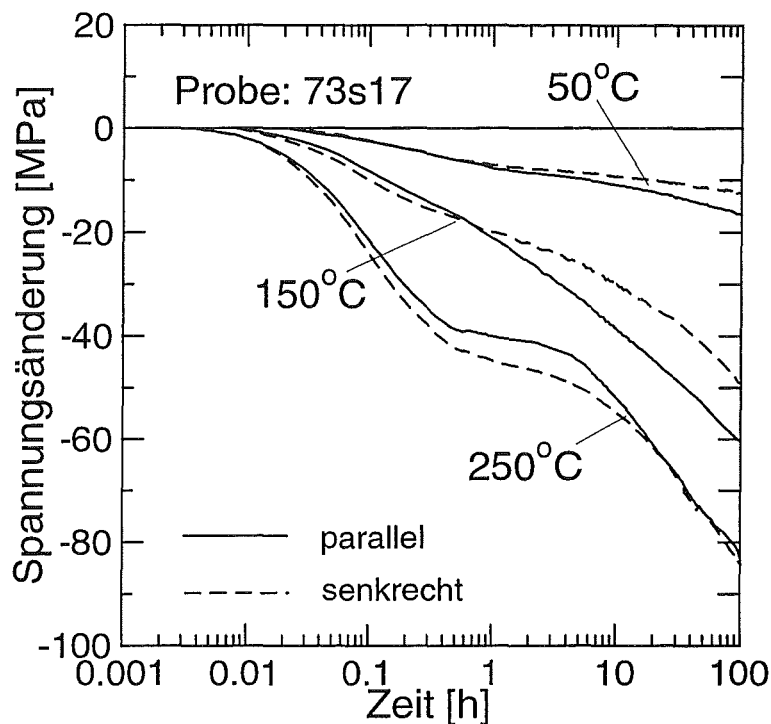


Abbildung 6.12: Relaxationsisothermen der Probe 73s17 ($d^{Al} = 0,8\mu m$, $b^{Al} = 1\mu m$, Temp. vor der Strukturierung) in paralleler und senkrechter Richtung bei verschiedenen Temperatur.

6.3 Isotherme Spannungsrelaxation

An den Proben 73s17, 73s18 und 63s18 wurden isotherme Relaxationsmessungen bei 50°C, 150°C, 250° und 350° sowie bei der Probe 63s18 zusätzlich bei 300°C durchgeführt. Dazu wurden die Proben jedesmal auf 450°C aufgeheizt, 15 Minuten getempert und dann auf die Meßtemperaturen abgekühlt. Der isotherme Spannungsabbau wurde jeweils über einen Zeitraum von 96 Stunden verfolgt.

In den Abb.6.12, 6.13 und 6.14 sind die Relaxationskurven der Proben 73s17, 73s18 und 63s18 über einer logarithmischen Zeitskala dargestellt. Die Relaxationsisothermen in senkrechter und paralleler Richtung unterscheiden sich nur wenig voneinander. Der Spannungsabbau hängt bei allen drei Proben stark von der Temperatur ab. Er ist bei 50°C mit etwa 15-25MPa in 96h minimal, wächst auf 50-60MPa in 96h bei 150°C an und erreicht bei 250°C mit 85MPa in 96h sein Maximum. Die nur bei der Probe 63s18 gemessenen Relaxationen bei 300°C folgen in den ersten zwei Stunden dem Verlauf der Isothermen bei 250°C. Sie sterben dann aber bei Zeiten $t > 2h$ aus. Bei 350°C wurde keine Relaxation mehr beobachtet.

Die Relaxationsisothermen bei 250°C weisen sowohl in paralleler als auch in senkrechter Richtung im Gegensatz zu den Isothermen bei den niedrigeren Temperaturen zwischen 0,4h und 4h ein Plateau auf. Im folgenden wird deshalb versucht, die Relaxationsisothermen durch das im Kapitel 2 vorgestellte Relaxationsgesetz (Gl. 2.43) zu beschreiben, das sich aus zwei

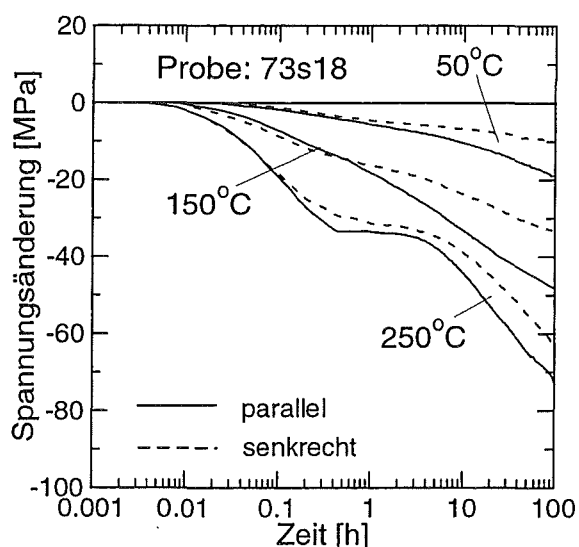


Abbildung 6.13: *Relaxationsisothermen der Probe 73s18 ($d^{Al} = 0,8\mu\text{m}$, $b^{Al} = 1\mu\text{m}$, Temp. nach der Strukturierung) in paralleler und senkrechter Richtung bei verschiedenen Temperaturen.*

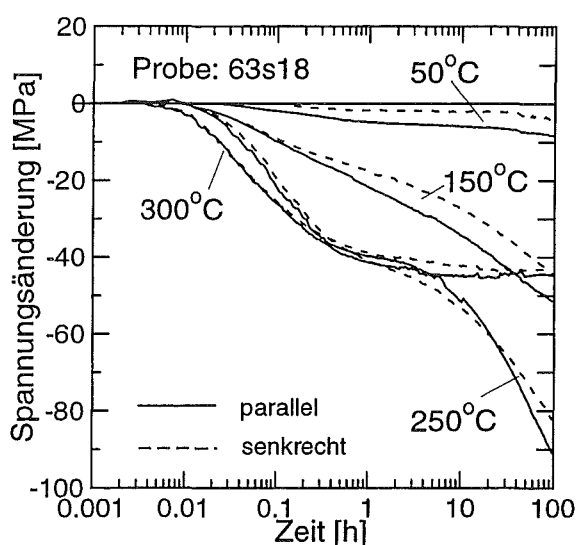


Abbildung 6.14: *Relaxationsisothermen der Probe 63s18 ($d^{Al} = 0,8\mu\text{m}$, $b^{Al} = 0,75\mu\text{m}$, Temp. nach der Strukturierung) in paralleler und senkrechter Richtung bei verschiedenen Temperaturen.*

exponentiellen Anteilen zusammensetzt. Falls $\tau_2 \gg \tau_1$ ist, läßt sich Relaxationsgesetz wie folgt darstellen ($R = \bar{\sigma}_R / \bar{\sigma}(t=0)$):

$$\bar{\sigma}^{Al}(t) = R \cdot \bar{\sigma}^{Al}(t=0) \cdot \exp(-t/\tau_2) + [\bar{\sigma}^{Al}(t=0) - R \cdot \bar{\sigma}^{Al}(t=0)] \cdot \exp(-t/\tau_1) .$$

Das gewählte Vorgehen bei 250°C wird mit Hilfe der Abb. 6.15 näher erläutert. Im ersten Schritt wird an die Meßdaten im Zeitbereich $t < 2\text{h}$ die exponentielle Funktion angepaßt, wobei $\exp(-t/\tau_2) = 1$ gesetzt wird. Im zweiten Schritt werden dann die Meßdaten im Zeitbereich $t > 2\text{h}$ angepaßt, wobei jetzt $\exp(-t/\tau_2) = 0$ ist. Die so ermittelten Parameter bei 250°C aller 3 Proben sind in der Tabelle 6.2 aufgelistet.

Zur Bestimmung der Zeitkonstante τ_1 bei 50°C und 150°C wurde angenommen, daß $\tau_2 > 100\text{h}$ ist und deshalb im untersuchten Zeitintervall $\exp(-t/\tau_2) = 1$ gesetzt werden kann. Weiterhin wurde angenommen, daß das Verhältnis der Restspannung zur Spannung bei $t=0$ im gesamten untersuchten Temperaturbereich konstant ist. Daher wurden die bei den Anpassungen bei 250°C ermittelten R -Werte jeweils für die parallele und die senkrechte gemittelt: $R_{\parallel} = 0,8$ und $R_{\perp} = 0,7$. Aus der gemessenen Spannung zum Zeitpunkt $t=0$ und der Spannungsänderung in 96h konnte dann die Zeitkonstante τ_1 berechnet werden.

Bei den Relaxationsisothermen bei 300°C wurde angenommen, daß die erste Phase des Hohlraumwachstums bereits abgeschlossen ist. Deshalb wurde $\exp(-t/\tau_1) = 0$ gesetzt. Dies ist begründet, da τ_1 etwa eine Größenordnung kleiner als der gemessene Werte bei 250°C sein sollte. Zu Beginn der Aufnahme der ersten Meßpunkte wäre der Prozeß dann bereits abgeschlossen. Alle ermittelten Parameter sind in der Tabelle 6.2 aufgelistet.

Zum Vergleich sind in der Tabelle 6.3 die nach der Gl. 6.16 berechneten Zeitkonstanten τ_1 aufgeführt. Der Berechnung liegen folgende Größen zugrunde: $V = (1\mu\text{m})^3$, $\delta = 1\text{nm}$,

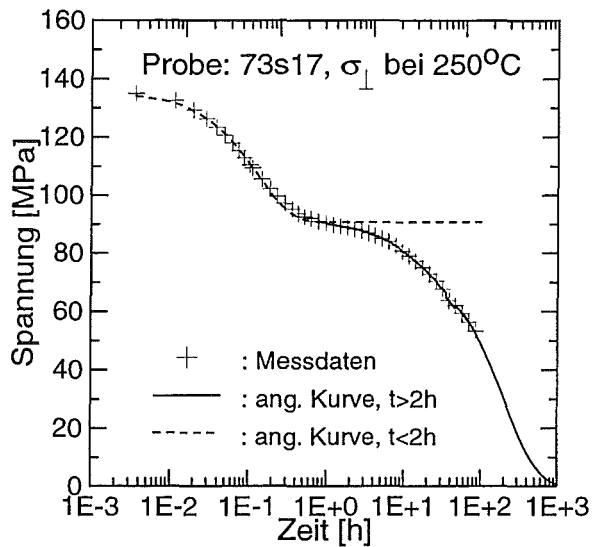


Abbildung 6.15: Aufgetragen ist die Relaxationskurve der Probe 73s17 ($d^{Al} = 0,8\mu\text{m}$, $b^{Al} = 1\mu\text{m}$, Temp. vor der Strukturierung) bei 250°C in senkrechter Richtung.

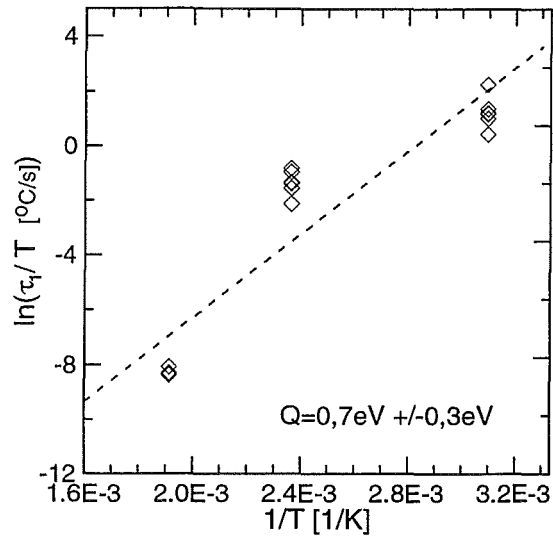


Abbildung 6.16: Arrhenius-Darstellung der gemessenen Zeitkonstanten τ_1 .

$\Omega = 1,7 \cdot 10^{-29} \text{m}^3$, $K_{\text{eff}}^{Al} = 20 \text{GPa}$ und $D_{\text{KG}} = 5 \cdot 10^{-6} \cdot \exp(-0,8 \text{eV}/kT) \cdot \text{m}^2/\text{s}$. Der Vergleich der gemessenen Zeitkonstante τ_1 mit den berechneten Zeitkonstanten ergibt eine gute Übereinstimmung bei allen betrachteten Temperaturen.

In der Abb. 6.16 ist der Logarithmus der gemessenen Zeitkonstanten τ_1 in einer Arrhenius-Darstellung aufgetragen. Aus der Steigung wurde die Aktivierungsenergie des 1. Prozesses des Hohlraumwachstums bestimmt: $Q_1 = 0,7 \pm 0,3 \text{eV}$. Die Zeitkonstante des 2. Prozesses wurde aus den Meßwerten bei den beiden Temperaturen 250°C und 300°C zu $Q_2 \approx 4 \text{eV}$ berechnet.

Angepaßte Parameter					
	τ_1 [h]	$\bar{\sigma}^{Al}(t = 0)$ [MPa]	R	$\bar{\sigma}_R$ [MPa]	$\hat{\tau}_2$ [h]
63s18, \parallel (300°C)		45	(1)		0,1
63s18, \perp (300°C)		41	(1)		0,1
73s17, \parallel (250°C)	0,12	210	0,81	170	320
73s17, \perp (250°C)	0,12	135	0,67	90	170
73s18, \parallel (250°C)	0,13	260	0,87	225	260
73s18, \perp (250°C)	0,14	125	0,76	95	240
63s18, \parallel (250°C)	0,13	205	0,80	165	240
63s18, \perp (250°C)	0,16	130	0,69	90	160
73s17, \parallel (150°C)	60	410	(0,8)	(330)	
73s17, \perp (150°C)	110	275	(0,7)	(190)	
73s18, \parallel (150°C)	110	475	(0,8)	(380)	
73s18, \perp (150°C)	190	280	(0,7)	(200)	
63s18, \parallel (150°C)	90	460	(0,8)	(370)	
63s18, \perp (150°C)	160	320	(0,7)	(220)	
73s17, \parallel (50°C)	500	580	(0,8)	(460)	
73s17, \perp (50°C)	890	390	(0,7)	(270)	
73s18, \parallel (50°C)	1100	650	(0,8)	(520)	
73s18, \perp (50°C)	1100	390	(0,7)	(270)	
63s18, \parallel (50°C)	1300	665	(0,8)	(530)	
63s18, \perp (50°C)	3100	470	(0,7)	(330)	

Tabelle 6.2: Auflistung der durch Anpassung des exponentiellen Relaxationsgesetzes an die Meßdaten bestimmten Parameter.

Zeitkonstanten τ				
	50°C	150°C	250°C	300°C
$\tau_{1,\text{theoretisch}}$ [h]	700	1,1	0,02	0,005
$\tau_{1,\text{gemessen}}$ [h]	1300	120	0,13	

Tabelle 6.3: Auflistung der theoretisch berechneten und der gemessenen (über alle Proben gemittelten) Zeitkonstanten τ_1 .

6.4 Diskussion der Ergebnisse

Zusammenfassung der Ergebnisse:

- Die mit der Wafer-Krümmungsmethode ermittelten Spannungen beim thermischen Zyklieren stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit den an derselben Probe röntgenographisch bestimmten Spannungen überein.
- Die Spannungen in passivierten Leiterbahnen sind bei RT deutlich größer als in unpassivierten Bahnen und kontinuierlichen Filmen und es gilt: $\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}} > \bar{\sigma}_{\perp}^{\text{Al}} (\approx \bar{\sigma}_z^{\text{Al}}, a=1)$. Die gemessenen Spannungen stimmen mit den elastisch berechneten überein. Daraus folgt, daß innerhalb der Fehlergrenzen während des schnellen thermischen Zyklierens keine Umverteilungsprozesse und kein Wachstum von Hohlräumen stattfindet.
- Bei isothermen Spannungsrelaxationsmessungen konnte Spannungsabbau beobachtet werden. Diese isotherme Spannungsrelaxation ist stark temperaturabhängig und läßt sich durch eine Überlagerung zweier exponentieller Zeitgesetze beschreiben. Das Zeitgesetz basiert auf Modellvorstellungen für das Wachstum von Hohlräumen. Die experimentell bestimmten Zeitkonstanten τ_1 stimmen in etwa mit den für Hohlraumwachstum durch KG-Diffusion theoretisch berechneten überein.

Die Übereinstimmung der mit der Wafer-Krümmungsmethode gewonnenen Spannungen mit den röntgenographisch ermittelten zeigt, daß mit dem hier vorgestellten Auswerteverfahren (nach Festlegung der Temperatur, bei der $\bar{\sigma}_{\parallel,\perp}^{\text{Al}} = 0$ ist) die Absolutwerte der Spannungen in passivierten Leiterbahnen in der parallelen und senkrechten Richtung aus Wafer-Krümmungsdaten bestimmt werden können. Die Messungen der isothermen Spannungsrelaxation zeigen außerdem, daß mit der Wafer-Krümmungsmethode der Spannungsabbau in der parallelen und senkrechten Richtung schon etwa 10-15 Sekunden nach Vorgabe der Dehnung erfaßt und besser als 1MPa aufgelöst werden kann. Dies ist mit der Spannungsermittlung mittels Röntgendiffraktometrie nicht möglich.

Das Entstehen hoher Spannungen bei RT sowie der Spannungs-Temperaturverlauf in den passivierten Leiterbahnen in paralleler und senkrechter Richtung stimmt mit den im Kapitel 2 entwickelten, theoretischen Spannungsverläufen passivierter Al-Leiterbahnen (siehe Abb. 2.6, S. 13) gut überein. Die gemessenen und die theoretisch berechneten Spannungswerte bei RT stimmen besser als 5% miteinander überein.

Daß innerhalb der Meßfehler keine Umverteilung und kein Wachstum von Hohlräumen gefunden wurde, ist ebenfalls mit den im Kapitel 2 entwickelten, theoretischen Zyklierkurven (siehe Abb. 2.6, S. 13) in Übereinstimmung. Die dort mitberücksichtigte Umverteilung führt zwar in der parallelen Spannung zu einer Absenkung der Zugspannung bei RT um maximal 30MPa und in den beiden senkrechten Richtungen um einen Spannungsaufbau um maximal 15MPa. Der erwartete theoretische Effekt ist damit kleiner als der Meßfehler und daher nicht auflösbar.

In der Tab. 6.4 sind zu Vergleichszwecken aus Publikationen Spannungsdaten bei RT von Leiterbahnen mit einem Aspektverhältnis nahe 1 zusammengetragen. Als einer der ersten haben A.Tezaki et. al. [64] Spannungen in AlSi-Leiterbahnen mit Hilfe der Röntgen-

diffraktometrie gemessen. Bei Passivationstemperatur von 300°C, die nahe der Passivationstemperatur unserer Proben liegt, finden sie bei RT in allen Spannungskomponenten etwa 20% niedrigere Werte als bei den in dieser Arbeit untersuchten Leiterbahnen. Zu ähnlichen Ergebnissen wie A. Tezaki kommt H. Yagi et. al. [66, 65]. Beide Arbeitsgruppen verwenden AlSi-Leiterbahnen mit einer PSG-Passivation, die wegen des kleineren E-Moduls im Vergleich zu dem E-Modul des von uns verwendeten SiN_x auch zu geringeren Spannungen in den Bahnen führt (siehe auch Gl. 2.15 und 2.16).

P. Besser et. al. [63] findet in AlCu-Leiterbahnen bei RT ebenfalls niedrigere Spannungen (röntgenographisch ermittelt) als in den in dieser Arbeit untersuchten AlSiCu-Bahnen. Er führt dies auf eine Reduktion des hydrostatischen Spannungsanteils während des thermischen Zyklierens durch Wachstum von Hohlräumen zurück. P. Besser hat dieses Wachstum während des thermischen Zyklierens in einem im Rückstreumode betriebenden Rastertransmissions-elektronenmikroskop (RTEM) beobachtet [67, 68] und tatsächlich Entstehung und Wachstum von Hohlräumen nachgewiesen. Die Auflösungsgrenze des Mikroskops betrug 0,1 μm . Die beobachteten Hohlräume wurden beim Aufheizen kleiner und verschwanden schließlich ganz. Beim Abkühlen auf RT konnte Hohlräume wieder unterhalb von 150°C nachgewiesen werden.

Die Arbeitsgruppe von A. Witvrouw hat wie wir Spannungen mit der Wafer-Krümmungsmethode in AlSiCu-Leiterbahnen gemessen, die unseren Leiterbahnen sehr ähnlich sind. Sie findet, berücksichtigt man die im Vergleich zu unseren Proben höhere Passivationstemperatur, ähnlich hohe Spannungen wie wir.

Die FEM-Berechnungen von A. Sauter [34] berücksichtigen im Gegensatz zu unseren Berechnungen Umverteilungsprozesse. Bei einer Temperaturabsenkung von -400°C ist der Temperaturbereich, in dem Umverteilung stattfinden kann, erheblich größer als bei unseren Proben. Die einzelnen Spannungskomponenten liegen wegen der Umverteilungsprozesse näher an der hydrostatischen Spannung als bei unseren FEM-Berechnungen und Messungen. Der Betrag der Spannungskomponenten ist jedoch in derselben Größenordnung wie bei unseren Proben.

Die gute Anpaßbarkeit der gemessenen Relaxationsisothermen durch Überlagerung zweier exponentieller Zeitgesetze zeigt, daß die dem Zeitgesetz zugrunde liegenden Modellvorstellungen für das Wachstum von Hohlräumen durch Korngrenzendiffusion (siehe auch Kapitel 2) in der ersten Phase und Volumen- bzw. Grenzflächendiffusion in der zweiten Phase den Spannungsabbau richtig beschreiben. Die aus den Meßdaten ermittelte Aktivierungsenergie für die Korngrenzendiffusion in der ersten Phase wurde zu $Q_1 = (0,7 \pm 0,3)\text{eV}$ bestimmt. Sie liegt damit nahe an den Literaturwerten für Aluminium mit Cu-Anteilen von 0,8eV [72]. Der Wert der Aktivierungsenergie für die zweite Phase des Relaxationsprozesses liegt mit etwa 4eV über den bekannten Literaturwerten für Volumendiffusion bzw. Grenzflächendiffusion. Er ist allerdings sehr unsicher, da er nur von zwei verschiedene Temperaturen stammt, die außerdem nur 50°C auseinanderliegen.

Unter der Annahme, daß die gesamte beobachtete isotherme Spannungsrelaxation die Folge des Wachstums von Hohlräumen ist, kann mit Hilfe der aus der Eshelby-Theorie abgeleiteten Gl. 2.28 aus dem Abbau der hydrostatischen Spannung der Volumenbruchteil der Hohlraumbildung abgeschätzt werden. Der Berechnung wurde ein Kompressionsmodul des

Aluminiums von $K^{Al} = 73\text{GPa}$ zugrunde gelegt. Für die Umgebung der Leiterbahn, die real aus dem Si-Substrat und der SiN_x -Passivation besteht, wurde der im Kapitel 2 abgeleitete effektive Schermodul von $\mu^P = 28\text{GPa}$ gewählt. Die Berechnungen wurden bei allen drei Temperaturen und für drei verschiedene Annahmen bzgl. der Spannungsrelaxation in z-Richtung durchgeführt: $\Delta\bar{\sigma}_z^{Al} = 0$, $\Delta\bar{\sigma}_z^{Al} = 0,5 \cdot \Delta\bar{\sigma}_\perp^{Al}$ und $\Delta\bar{\sigma}_z^{Al} = \Delta\bar{\sigma}_\perp^{Al}$. Die Ergebnisse der Abschätzungen können der Tabelle 6.5 entnommen werden. Die Hohlraumbildung liegt je nach Annahme für die Spannungsrelaxation in z-Richtung bei 50°C zwischen 0,025-0,063%, bei 150°C zwischen 0,117-0,279% und bei 250°C zwischen 0,201-0,376%. Zu Vergleichszwecken sind in der Tab. 6.5 die induzierten Dehnungen, $\Delta\alpha\Delta T$, einge tragen. Demnach wird bei 50°C je nach Annahme für $\bar{\sigma}_z^{Al}$ nur ein Bruchteil von 2-4%, bei 150°C ein Bruchteil von 10-25% und bei 250°C ein Bruchteil von 40-80% der induzierten Dehnung durch Hohlraumwachstum abgebaut. Nimmt man an, daß sich je Korn ein kreisförmiger Hohlraum gebildet hat, so hätte dieser bei einem mittleren Kornvolumen von $(1\mu\text{m})^3$ bei 250°C einen mittleren Radius von rund 80nm, bei 150°C von etwa 70nm und bei 50°C von rund 50nm. Poren dieser Größenordnung sollten sich in einem Transmissionselektronenmikroskop nachweisen lassen. Solche Untersuchungen wurden bisher an unseren Leiterbahnen nicht durchgeführt.

Die Bildung der Si- bzw. der $\Theta\text{-Al}_2\text{Cu}$ -Ausscheidungen geht prinzipiell in der Wafer-Krümmungsmethode als eine Änderung der Spannungen ein. Bei 250°C liegt die Löslichkeit des Kupfers im Aluminium bei etwa 0,25wt.%, so daß etwa 0,25wt.% Kupfer Al_2Cu -Ausscheidungen bilden. Die damit verbundene Spannungsänderung ist jedoch mit etwa 3MPa als Beitrag zu den gemessenen Relaxationsisothermen bei 250°C zu vernachlässigen. Die Löslichkeit des Siliziums bei 250°C im thermodynamischen Gleichgewicht ist so klein, daß das gesamte Silizium in Form von Si-Ausscheidungen vorliegt [70] und daher die isotherme Spannungsrelaxation nicht beeinflußt. Denkbar wäre jedoch, daß das Abkühlen von 450°C (0,45wt.% Si sind in Lösung) auf 250°C in etwa 3 Minuten so schnell geht, daß die Si-Atome nicht schnell genug diffundieren können, um während des Abkühlens "instantan" Ausscheidungen zu bilden. Um diesen möglichen Effekt auf die isothermen Spannungsmessungen abzuschätzen, wird im folgenden angenommen, daß etwa 0,3wt.%Si während des Temperatursprungs auf 250°C in Lösung bleiben und erst während der isothermen Relaxation in einem diffusionsgesteuerten, zeitabhängigen Prozeß Ausscheidungen bilden. Die mit der Bildung der Si-Ausscheidung verbundene, zeitabhängige Volumenaufweitung würde bei den Wafer-Krümmungsmessungen zu einer Spannungsänderung (in beiden meßbaren Richtungen) von etwa -40MPa führen und einen beträchtlichen Anteil (etwa 50%) der gesamten Relaxation ausmachen.

Eine Beschreibung der isothermen Relaxation durch ein exponentiellen Zeitgesetz (Korn-grenzendiffusion) wird auch von M.A.Korhonen et. al. [61, 62] vorgeschlagen. Die gefundene Zeitkonstante τ geben sie mit 3-5h an. Dieser Wert ist verträglich mit den von uns gefundenen Zeitkonstanten, wenn berücksichtigt wird, daß die Aktivierungsenergie der Korngrenzendiffusion beim reinen Aluminium 0,6eV beträgt.

P. Besser [68] hat die isotherme Spannungsrelaxationsmessungen an passivierten Al-0,5%Cu-Leiterbahnen mit Röntgendiffraktometrie bei 200°C untersucht. Zudem hat er an einer gleichartigen Probe bei derselben Temperatur die Hohlraumbildung mit einem Raster-

Literaturdaten					
	Material	$\bar{\sigma}_{\parallel}^{\text{Al}}$ [MPa]	$\bar{\sigma}_{\perp}^{\text{Al}}$ [MPa]	$\bar{\sigma}_z^{\text{Al}}$ 1 [MPa]	$\bar{\sigma}_{\text{hydr}}^{\text{Al}}$ 1 [MPa]
	Passivation	T^P [°C]	d [μm]	b [μm]	a
A.Tezaki [64]	Al-1%Si	480	300	320	370
	PSG	300	0,80	1,00	0,80
T.Hosoda, H.Yagi [65, 66]	Al-1%Si	400	220	220	280
	PSG	400	0,80	0,80	1,00
P.Besser [63]	Al-0,5%Cu	434	346	259	350
	SiN _x	380	1,00	1,20	0,83
A.Witvrouw [18]	Al-1%Si0,5%Cu	783	643	564	660
	SiN _x	380	0,80	1,00	0,80
A.Sauter (FEM),[34]	Al	620	500	515	550
	SiN _x	380			1,00
Meßdaten "73s.."	Al-1%Si0,5%Cu	660	420		500
	SiN _x	350	0,80	1,00	1,00
Meßdaten "63s.."	Al-1%Si0,5%Cu	670	440		520
	SiN _x	350	0,80	0,75	1,07

Tabelle 6.4: Eine Auflistung von aus Veröffentlichungen entnommenden Spannungen bei RT in passivierten Leiterbahnen in paralleler, senkrechter und in z-Richtung. Aus den Daten wurden die hydrostatischen Spannungen berechnet.

transmissionselektronenmikroskop im Rückstreumode verfolgt. Die Probe war 1 μm dick und 1,5 μm breit. Anhand der Relaxationsdaten und den mikroskopischen Beobachtungen hat er das Hohlraumwachstum in ca. 4,3h zu etwa 0,1% abgeschätzt. Dieser von P. Besser gefundene Wert stimmt mit unseren Beobachtungen in diesem Temperaturbereich gut überein. Gleiches gilt auch für die aus der Meßkurve zu etwa 0,15h abgeschätzte Zeitkonstante bei 200°C. Dieser Wert von 0,15h liegt zwischen den von uns gemessenen Werten bei 150°C und 250°C .

Abschätzungen der Hohlraumbildung			
	50°C	150°C	250°C
$\Delta \bar{\sigma}_z^{\text{Al}} = 0$			
73s17: $-\Delta V/V[\%]$	0,032	0,129	0,205
73s18: $-\Delta V/V[\%]$	0,028	0,090	0,160
63s18: $-\Delta V/V[\%]$	0,016	0,131	0,237
gemittelt: $-\Delta V/V[\%]$	0,025	0,117	0,201
$\Delta \bar{\sigma}_z^{\text{Al}} = 0,5 \cdot \Delta \bar{\sigma}_\perp^{\text{Al}}$			
73s17: $-\Delta V/V[\%]$	0,049	0,192	0,309
73s18: $-\Delta V/V[\%]$	0,048	0,133	0,239
63s18: $-\Delta V/V[\%]$	0,020	0,171	0,309
gemittelt: $-\Delta V/V[\%]$	0,039	0,165	0,286
$\Delta \bar{\sigma}_z^{\text{Al}} = \Delta \bar{\sigma}_\perp^{\text{Al}}$			
73s17: $-\Delta V/V[\%]$	0,061	0,251	0,407
73s18: $-\Delta V/V[\%]$	0,101	0,273	0,313
63s18: $-\Delta V/V[\%]$	0,026	0,313	0,409
gemittelt: $-\Delta V/V[\%]$	0,063	0,279	0,376
$3\Delta\alpha\Delta T[\%]$	1,782	1,122	0,462

Tabelle 6.5: Abschätzungen der Hohlraumbildung während der isothermen Relaxation in 96h für drei verschiedene Annahmen für die Relaxation in z-Richtung.

Kapitel 7

Zusammenfassung

In der Vergangenheit fand die Wafer-Krümmungsmethode als Standardverfahren zur Messung von mechanischen Spannungen in dünnen, kontinuierlichen Filmen Verwendung. In der vorliegenden Arbeit wurde ein Verfahren entwickelt, mit dem die Spannungsänderungen in **passivierten Leiterbahnen** in der Filmebene, d. h. in den Richtungen parallel und senkrecht zu den Leiterbahnen, aus Wafer-Krümmungsdaten ermittelt werden können. Durch Festlegung der Temperatur, bei der $\bar{\sigma}_{\parallel,\perp}^{\text{Al}} = 0$ sind (dies ist im allgemeinen etwa die Passivierungstemperatur), können auch die Absolutwerte der Spannungen bestimmt werden. Das Auswerteverfahren wurde anhand passivierter SiO_2 -Bahnen überprüft, bei denen wegen des elastischen Verhaltens aller Schichten die Spannungen in den SiO_2 -Bahnen mit Hilfe der Methode der Finiten Elemente (FEM) auch elastisch berechnet werden konnten. Berechnete und gemessene Spannungen in den SiO_2 -Bahnen stimmten innerhalb der Fehlergrenzen gut überein. Bei einer Probe wurden die Spannungen in den passivierten AlSiCu-Leiterbahnen zusätzlich zu den Wafer-Krümmungsmessungen röntgenographisch bestimmt. Beide Meßmethoden kommen innerhalb der Meßgenauigkeiten zu übereinstimmenden Ergebnissen.

Die Wafer-Krümmungsmethode erlaubt es insbesondere, bei isothermen Spannungsrelaxationsmessungen den Abbau der Spannungen schon etwa 10-15 Sekunden nach Vorgabe der Dehnung zu erfassen und besser als 1MPa aufzulösen. Dies ist gegenüber der Methode der Diffraktometrie mit herkömmlichen Röntgenröhren ein Zeitvorteil von mehr als 2 Größenordnungen, der auch bei Verwendung von Synchrotronstrahlung nicht wettgemacht werden kann.

An aufgedampften kontinuierlichen Al- und Au-Filmen sowie an von der Firma Siemens AG zur Verfügung gestellten, aufgestäubten kontinuierlichen AlSiCu-Filmen verschiedener Dicken, AlSiCu-Leiterbahnen und passivierten AlSiCu-Leiterbahnen wurden die Spannungen während des thermischen Zyklierens und die isotherme Spannungsrelaxation untersucht.

Kontinuierliche Filme

Die Ergebnisse der Spannungsrelaxationsmessungen an kontinuierlichen Filmen während des thermischen Zyklierens und bei konstanten Temperaturen stimmen im wesentlichen mit den Untersuchungsergebnissen anderer Arbeitsgruppen überein. Sowohl die Al- und die AlSiCu- als auch die Au-Filme lassen sich durch ein auf Versetzungsgleiten basierendes Rela-

xationsgesetz mit einer logarithmischen Zeitabhängigkeit ($\bar{\sigma}^{\text{Metall}}(T, t) = \sigma_F^{\text{Metall}}(T, t = 0) - \hat{\sigma} \cdot \ln(1 + \frac{t}{\tau})$) beschreiben. Dieses Gesetz gibt die experimentell gefundene Abhängigkeit der Fließspannung (σ_F^{Metall}) und der "Relaxationsrate" ($\hat{\sigma}$) von der Filmdicke, $\sigma_F^{\text{Metall}}, \hat{\sigma} \sim 1/d$, und von der Temperatur, $\sigma_F^{\text{Metall}}, \hat{\sigma} \sim T$, richtig wieder. Es wurde in Übereinstimmung mit der Modellvorstellung kein wesentlicher Einfluß einer Passivation (Deckschicht) auf die Fließspannung beobachtet. Bei den AlSiCu-Filmen wurde im Gegensatz zu den reinen Al-Filmen bei etwa 220°C unter Druck und unter Zug eine zusätzliche Stufe in der Fließspannung sowie ein Absinken der "Relaxationsrate" $\hat{\sigma}$ bei $T < 220^\circ\text{C}$ gegenüber höheren Temperaturen beobachtet. Ursache sind die unterhalb 250°C gebildeten Θ -Al₂Cu-Ausscheidungen. Sie stellen von der Versetzung beim Fortschreiten zusätzlich zu überwindende Hindernisse dar. Der damit verbundene Anstieg der von der Versetzung zur Überwindung des Hindernisses aufzubringenden Energie sowie der Anstieg des Aktivierungsvolumens führt im Versetzungsgleitmodell in Übereinstimmung mit den experimentellen Befunden zu einem Anstieg der Fließspannung und einem Absinken der "Relaxationsrate".

Unpassivierte AlSiCu-Leiterbahnen

Bei den untersuchten unpassivierten AlSiCu-Leiterbahnen ($\bar{\sigma}_z^{\text{Al}} = 0$) mit einem Aspektverhältnis nahe 1 wurden in Richtung senkrecht zur Leiterbahn (in der Filmebene) nur sehr kleine Spannungen und daher eine nahezu uniaxiale Spannungsverteilung beobachtet. Dieser Befund wird auf die starken elastischen Relaxationen der freien Seitenflächen der Bahnen zurückgeführt.

Die beobachtete Spannung parallel zu den Leiterbahnen verhält sich außer bei hohen Temperaturen elastisch und steigt bis auf etwa 540MPa bei -160°C an. Die Fließspannung beim Abkühlen ist daher etwa zweimal so groß wie bei den kontinuierlichen Filmen.

Die isothermen Relaxationskurven lassen sich ebenfalls durch das auf Versetzungsgleiten basierende logarithmische Zeitgesetz anpassen. Die gefundene "Relaxationsraten" sind jedoch geringer als bei den kontinuierlichen Filmen.

Die Abweichungen in der Fließspannung und in der "Relaxationsrate" unpassivierter AlSiCu-Leiterbahnen gegenüber denen kontinuierlicher Filmen könnte mit einer veränderten Morphologie der Θ -Al₂Cu-Ausscheidungen in den Leiterbahnen gegenüber der in unstrukturierten Filmen erklärt werden.

Passivierte AlSiCu-Leiterbahnen

Bei RT sind die Spannungen in den passivierten Leiterbahnen mit einem Aspektverhältnis nahe 1 deutlich größer als in den kontinuierlichen Filmen oder in den unpassivierten Leiterbahnen. Die Spannungen parallel zu den Leiterbahnen sind immer größer als in den beiden Richtungen senkrecht zu den Bahnen, die wiederum etwa gleich groß sind. Sie stimmen mit den nach der Methode der Finiten Elemente elastisch berechneten Spannungswerten überein. Während des schnellen Zyklrierens finden weder plastisches Fließen noch Wachstum von Hohlräumen statt.

Dagegen wurde bei den isothermen Spannungsrelaxationsmessungen ein Spannungsabbau beobachtet, der stark temperaturabhängig und in den Richtungen parallel und senkrecht

zu den Leiterbahnen etwa gleich groß ist. Er führt zu einem Abbau der hydrostatischen Spannung durch Hohlraumbildung. Die gemessenen Relaxationsisothermen lassen sich durch eine Überlagerung zweier exponentieller Anteile mit verschiedenen Zeitkonstanten beschreiben. Der erste Anteil beschreibt das Wachstum eines Hohlraums (in der Korngrenze) durch Diffusion von Atomen in die Korngrenze. Die damit verbundene Aufdickung der Korngrenze reduziert die von außen wirkende Normalspannung auf die Korngrenze. Dies wird formal durch Einführung einer Gegenspannung ("Backstress") beschrieben. Der erste Prozeß stirbt aus, wenn die treibende Kraft der Diffusion aus dem Hohlraum in die Korngrenze, der Gradient der Gegenspannung, klein wird. Die äußere Normalspannung ist dann bis auf eine Restspannung relaxiert. Der Hohlraum wächst in einem zweiten Prozeß weiter, indem aus der aufgeweiteten Korngrenze Atome durch Volumen- oder Grenzflächendiffusion ins Korn gelangen. Die damit verbundene Reduktion der Korngrenzenaufdickung setzt den ersten Prozeß wieder in Gang.

Aus der Anpassung des exponentiellen Zeitgesetzes an die gemessenen Relaxationsisothermen konnten die Zeitkonstanten der Korngrenzendiffusion als Funktion der Temperatur bestimmt werden. Aus ihnen wurde die Aktivierungsenergie der Korngrenzendiffusion zu $Q_1 = (0,7 \pm 0,3)\text{eV}$ bestimmt. Dieser Wert liegt nahe am Literaturwert für die Korngrenzendiffusion in AlSiCu von $0,8\text{eV}$.

Anhang A

In der Eshelby-Theorie verwendete Tensoren

In folgenden werden die einzelnen Komponenten des symmetrischen Eshelby-Tensors, $S_{ijkl} = S_{jikl} = S_{ijlk}$, für zylindrische Leiterbahnen aufgelistet [73]. Der Tensor hängt nur von der Querkontraktionszahl der Passivation, $\nu^P = \nu$, und der Dicke, d , bzw. Breite, b , der elliptischen Leiterbahn ab:

$$\begin{aligned} S_{1111} &= S_{1122} = S_{1133} = 0 \\ S_{2222} &= \frac{1}{2(1-\nu)} \left[\frac{d^2 + 2db}{(d+b)^2} + (1-2\nu) \frac{d}{d+b} \right] \\ S_{3333} &= \frac{1}{2(1-\nu)} \left[\frac{b^2 + 2bd}{(d+b)^2} + (1-2\nu) \frac{b}{d+b} \right] \\ S_{3322} &= \frac{1}{2(1-\nu)} \left[\frac{b^2}{(d+b)^2} - (1-2\nu) \frac{b}{d+b} \right] \\ S_{2233} &= \frac{1}{2(1-\nu)} \left[\frac{d^2}{(d+b)^2} - (1-2\nu) \frac{d}{d+b} \right] \\ S_{2211} &= \frac{1}{2(1-\nu)} \frac{2\nu d}{d+b} \\ S_{3311} &= \frac{1}{2(1-\nu)} \frac{2\nu b}{d+b} \\ S_{3232} &= S_{2332} = S_{3223} = \frac{1}{2(1-\nu)} \frac{d^2 + b^2}{2(d+b)^2} + \frac{1-2\nu}{2} \\ S_{2121} &= S_{1221} = S_{2112} = \frac{d}{2(d+b)} \\ S_{1331} &= S_{3131} = S_{3113} = \frac{b}{2(d+b)} \end{aligned} \tag{A.1}$$

Alle anderen Komponenten sind Null.

Aus dem Eshelby-Tensor geht der Tensor M_{ijkl} nach Abzug des Einheitstensors durch Invertierung und anschließender Multiplikation mit dem Tensor der elastischen Koeffizienten der Passivation, s_{ij}^P , hervor: $\underline{\underline{M}} = (\underline{\underline{S}} - \underline{\underline{1}})^{-1} \cdot \underline{\underline{s}}^P$. In vereinfachter Matrixdarstellung unter

Vernachlässigung der Scherkomponenten lautet er ($a = d/b$):

$$M = \frac{1}{E^P} \begin{pmatrix} -1 & \nu^P & \nu^P \\ \nu^P & -2(1 - (\nu^P)^2) \cdot a - 1 & (1 - 2(\nu^P)^2) \\ \nu^P & (1 - 2(\nu^P)^2) & -2(1 - (\nu^P)^2)/a - 1 \end{pmatrix}. \quad (\text{A.2})$$

Daraus folgt dann:

$$\begin{aligned} (M + s^P) - s^{Metall} &= \frac{1}{E^P} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & -2(1 - (\nu^P)^2)a & (1 + \nu^P)(1 - 2(\nu^P)^2) \\ 0 & (1 + \nu^P)(1 - 2(\nu^P)^2) & -2(1 - (\nu^P)^2)/a \end{pmatrix} \\ &\quad - \frac{1}{E^{Metall}} \begin{pmatrix} 1 & -\nu^{Metall} & -\nu^{Metall} \\ -\nu^{Metall} & 1 & -\nu^{Metall} \\ -\nu^{Metall} & -\nu^{Metall} & 1 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

Obige Gleichungen gelten alle nur für isotrope Leiterbahnen. Die als Leiterbahnmaterial verwendeten Metalle sind jedoch anisotrop. Der Anisotropie kann durch Einführung eines effektiven Tensors $s^{Metall,eff}$ Rechnung getragen werden:

$$\begin{aligned} s^{Metall,eff} &= \begin{pmatrix} A & B - \frac{s_0^{Metall}}{6} & B \\ B - \frac{s_0^{Metall}}{6} & A & B \\ B & B & A - \frac{s_0^{Metall}}{6} \end{pmatrix}, \text{ wobei} \\ A &= s_{11}^{Metall} - s_0^{Metall}/2 \\ B &= s_{12}^{Metall} - s_0^{Metall}/3 \\ s_0^{Metall} &= s_{11}^{Metall} - s_{12}^{Metall} - s_{44}^{Metall}/2 \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Das in dieser Arbeit verwendete Al weicht nur wenig von der idealen Isotropie ab, so daß die Annahme von Isotropie eine akzeptable Vereinfachung ist.

Literaturverzeichnis

- [1] J.-H. Jou and Li Hsu, J. Appl. Phys. **69**, S.1384, 1991;
- [2] S. P. Timoshenko, " Collected Papers", McGraw-Hill (1953), S. 366-70;
- [3] A. Brenner and S. Senderoff, Journal of Research of the NBS, 42 (1949), 105-23;
- [4] C. H. Hsueh and A. G. Evans, J. Ceram. Soc., 68 (1985), S. 241-48;
- [5] U. Burges, H. Helneder, H. Körner, H. Schroeder and W. Schilling, MRS Symp. Proc. Vol. **338**, S. 247-252, 1994;
- [6] U. Burges, H. Helneder, H. Schneegans, M. Hallerbach, H. Schroeder and W. Schilling, MRS Symp. Proc. Vol. **356**, S. 423-428, 1995;
- [7] P. Ho, I.-S. Yeo, S.G.H. Anderson and C.K. Hu, AIP Conf. Proc. **305**, S. 62, 1994;
- [8] M.F. Ashby, Acta Met. **20**, S. 887-98, 1972;
- [9] B. Ilshner, Hochtemperatur-Plastizität, Bd. 23, Hrsg. W. Köster, Springer-Verlag 1973;
- [10] Siemens AG, HLPES, 81739 München, persönliche Mitteilung;
- [11] V. Dietz, Dissertation RWTH Aachen, Berichte des Forschungszentrum Jülich GmbH, Jül- 2565 (1991);
- [12] H. Nielen, Siemens AG, ZFE, 81739 München, private Mitteilung;
- [13] W. Pill-Kauffmann, Relaxation thermischer Spannungen in Al-Filmen auf Quarzsubstraten, Berichte des Forschungszentrum Jülich; 2436 ; 1991;
- [14] U. Burges, Diplomarbeit RWTH Aachen, Dez. 1991;
- [15] Aluminum, Properties and Physical Metallurgy, editiert von J.E. Hatch (ASM, Metal Parks, Ohio), 47 (1984);
- [16] R. Venkatraman, Dissertation, Stanford University, USA, May 1992;
- [17] Landolt-Börnstein, Springer-Verlag, NSIII/2;
- [18] A. Witvrouw, J. Proost, Ph. Roussel and K. Maex, MRS Symp. Proc. Vol. **356**, S. 441-446, 1995;

- [19] Landolt-Börnstein, Springer-Verlag (Index 1988), NS 1985; NS III 17A;
- [20] T.F. Retajczyk, Jr., A.K. Sinha, Thin Solid Films, **70** (1980), S. 241-247;
- [21] Herstellerangabe: Heraeus Quarzschmelze GmbH, Postfach 1554, D-6450 Hanau 1
- [22] R.C. Weast, Handbook of Chemistry and Physics, 70th Edition (1989-1990), CRC Press Inc., Boca Raton, FL, USA;
- [23] W.D. Nix, Metallurgia Transactions A, Vol 20A, S. 2217, 1989;
- [24] J.D. Eshelby, Proc. Roy. Soc. A **241**, S. 376, 1957;
- [25] J.D. Eshelby, Proc. Roy. Soc. A **251**, S. 561, 1959;
- [26] M.A. Korhonen, R.D. Black and Che-Yu Li, J. Appl. Phys. **69** (3), S. 1748, 1991;
- [27] T. Marieb, E. Abratowski, J.C. Bravman, M. Madden, P. Flinn, AIP Conference Proceedings 305, S. 1, Austin 1993;
- [28] H. Trinkaus, H.Ullmaier, Phil. Mag. A, 1979, Vol. 39, S. 563-580, No. 5;
- [29] H. Trinkaus and M.H. Yoo, Phil. Mag. A, Vol. 57, S. 543-564, No. 4;
- [30] H. Trinkaus and H. Ullmaier, Journal of Nuclear Materials 85 u. 86 (1979), S. 823-827;
- [31] E.G. Colgan, J.W. Mayer, J. Mater. Res., Vol4, No.4, 1989;
- [32] H. Ben-Tzur, R. Fastow, M. Eisenberg, J. Rosenberg, M. Frenkel, J. Vac. Sci. Technol. A8 (6), 1990;
- [33] A. Sauter Mack and P. Flinn, MRS Symp. Proc. Vol. **356**, S. 465-470, 1995;
- [34] A.I.Sauter and W.D.NiX, MRS Symp. Proc. Vol. **188**, S. 15, 1990;
- [35] A. Sauter, Dissertation, Stanford University, USA, Feb. 1991;
- [36] P. A. Flinn, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol.**130**, S.41, 1989;
- [37] Andeen-Hagerling Inc., Chagrin Falls, OH, 44022 USA;
- [38] RI Research Inc., Minneapolis, Minnesota, 55424 USA;
- [39] Sloan Technology Corp. Santa Barbara, Calif. USA;
- [40] Programmsystem „Permas“, Ingenieurgesellschaft für Technische Software mbH Nobel-str. 15, D-7000 Stuttgart 80;
- [41] M. Prieler, Diplomarbeit RWTH Aachen, 1989;
- [42] J. B. Lubahn, "Plasticity and Creep of Metals", John Wiley, London-NY;

- [43] R. Venkatraman, S. Chen and J. C. Bravman, J. Vac. Sci. Technol. A ,Vol. 9 No.4, S. 2536, July/August 1991;
- [44] R. Venkatraman and J.C. Bravman, J. Mater. Res., Vol. 7, No. 8, S. 2040, Aug 1992;
- [45] A. K. Sinha and T. T. Sheng, Thin Solid Films, 48 (1978), S. 117-26;
- [46] In-Seok Yeo, Dissertation, University of Texas, Austin, 1994;
- [47] R. Pollak, Dissertation RWTH Aachen, 1995;
- [48] H. Huck, Diplomarbeit RWTH Aachen, 1994;
- [49] P.L. Castro and J. F. Campbell, J. Elektrochem. Soc., 115 (1968), S. 332-38;
- [50] A. K. Sinha, H. J. Levinstein and T. E. Smith, J. Appl. Phys., 49 (1978), S. 2423-26;
- [51] S. Sugaki, A. Shintani and H. Nakashima, Thin Solid Films, 82 (1981), S. 143-50;
- [52] M. F. Doerner, D. S. Gardner and W. D. Nix, J. Mater. Res., 1 (1986), S. 845-51;
- [53] C.A. Paszkiet, M.A. Korhonen and Che-Yu Li, MRS Symp. Proc. Vol. **225**, S. 160, 1991;
- [54] D. Beckers, Forschungszentrum Jülich GmbH, 52425 Jülich, private Mitteilung;
- [55] M. Hallerbach, I.Eppler, Forschungszentrum Jülich GmbH, 52425 Jülich;
- [56] D. S. Gardner, American Vacuum Society Series 13, Conference Proceedings No. **263**, S. 105, 1991;
- [57] C.V. Thompson, J. Mat. Res., Vol. 8, No. 2, S. 237, 1993;
- [58] P. Besser, R. Venkatraman, S. Brennan and J. Bravman, MRS Symp. Proc. Vol. **239**, S. 233, 1992;
- [59] M. Ronay, Philosophical Magazine A, 1979, Vol. 40, No.2, S. 145-160;
- [60] M.A. Korhonen, C.A. Paszkiet, R.D.Black and Che-Yu Li, Scripta METALLURGICA et MATERIALIA, Vol. 24, S. 2297-2302, 1990;
- [61] M. Korhonen, W. LaFontaine, P.Børgesen and Che-Yu Li, J. Appl. Phys. **70**, S. 6774, 1991;
- [62] M.A.Korhonen,P.Børgesen, C.A.Paszkiet, J.K.Lee and Che-Yu Li; MRS Symp. Proc. Vol. **226**, S. 413, 1991;
- [63] P.R.Besser, A. Sauter Mack, D. Fraser and J. Bravman MRS Symp.Proc.Vol. **309** 1993, S. 287;
- [64] A. Tezaki, T. Mineta and H. Egawa, IEEE/IRPS, CH2787-0/90/0000-0221, S. 221;

- [65] T. Hosoda, H. Niwa, H. Yagi and H. Tsuchikawa, IEEE/IRPS, 1990, CH2974-1/91/0000-0077, S. 77;
- [66] H. Yagi, H. Niwa, T. Hosoda, M. Inoue, H. Tsuchikawa and M. Kato, American Vacuum Society Series 13, Conference Proceedings No. **263**, S. 44, 1991;
- [67] P. Besser, T. Marieb and J. Bravman, MRS Symp. Proc. Vol **309**, 1993, S. 181;
- [68] P. Besser, T. Marieb, J. Bravman and P. Flinn, MRS Symp. Proc. Vol. **338**, 1994, S. 275;
- [69] M. Korhonen, C. Paszkiet and Che-Yu Li, J. Appl. Phys. **69**, No. 12, S. 8083, 1991;
- [70] M. Hansen, Constitution of Binary Alloys aus Metallurgy and Metallurgical Engineering, McGraw-Hill Book Company, Inc. 1958;
- [71] H.J. Frost and M.F. Ashby, Deformation-Mechanism-Maps, Pergamon, Oxford, 1982;
- [72] F. Vollkommer, Berichte der Kernforschungsanlage Jülich, Nr. 2321, Nov. 1989;
- [73] T. Mura, Micromechanics of defects in solids, aus Mechanics of elastic and inelastic solids 3, Martinus Nijhoff Publishers, Le Hague/Boston/London, 1982;

Danksagung

Die vorliegende Arbeit wurde am Institut für Gitterfehlordnung (IX) des Instituts für Festkörperforschung des Forschungszentrum Jülich GmbH durchgeführt. Sie wurde von der Firma Siemens AG, München, finanziell und durch die Bereitstellung von Proben gefördert.

An erster Stelle möchte ich Herrn Prof. Dr. W. Schilling für die Anregung zu dieser Arbeit und die Möglichkeit, sie an seinem Institut durchzuführen, danken. Zudem war er bei auftretenden Problemen jederzeit ansprechbar und half, insbesondere bei den Schwierigkeiten bezüglich der Auswertung und Interpretation einiger Meßergebnisse, bei deren Überwindung. Dafür und für die Möglichkeit, an internationalen Tagungen teilzunehmen, vielen Dank.

Ganz herzlich möchte ich mich bei Herrn Dr. Schroeder für die Betreuung dieser Arbeit an "vorderster Front" bedanken: Dafür, daß er bei Problemen aller Art immer hilfsbereit zur Verfügung stand, für die Diskussion der Meßergebnisse, das Lesen dieses Manuskriptes und die Verbesserungsvorschläge, die ein oder andere gemeinsame Nachtschicht vor der MRS-Konferenz, Und nicht zu vergessen, die Konferenzreise selbst nach S.F. .

Mein spezieller Dank gilt Herrn R. Speen für die -wiederholte- Erstellung von Zeichnungen und Abbildungen in allen möglichen Variationen sowie seine Unterstützung beim Umbau und der Erweiterung der Apparatur.

Bei Herrn Dr. Bohn möchte ich mich für die zahlreichen Hilfestellungen in Sachen Computer und Software bedanken.

Für die prompte und zuverlässige Herstellung der Al-Schichten gilt mein Dank Herrn H. Haselier.

Dank gebührt auch Frau M. Garcia für vielfältige organisatorische -nicht nur arbeitstechnischer Natur- Planungen und Hilfestellungen.

Und nicht zu vergessen: Herrn I. Eppler gilt mein Dank für die aufwendigen FEM-Rechnungen, die er immer wieder aktualisierte und verbesserte, sowie die Anfertigung der "bunten" FEM-Bilder. Und Herrn D. Beckers danke ich für seine röntgenographische Ermittlung der Leiterbahnspannungen und seine "andauernde Unterstützung beim Lernen".

Allen, hier nicht namentlich genannten Mitarbeitern des Instituts, die zum Gelingen dieser Arbeit beitragen haben, möchte ich ebenfalls danken.

LITERATURVERZEICHNIS

And last but not least: Allen Diplomanden, Doktoranden und allen Seelenverwandten sei gedankt für das tolle Arbeitsklima, ihre stete Hilfsbereitschaft, die vielfältige Unterstützung -insbesondere von Herrn J. Hönings beim Durchführen der Messungen-, die ein oder andere S.T., die Mittagspausen mit endlosen Diskussionsrunden, die sportlichen Aktivitäten, Als Fazit bleibt nur festzustellen: Es hat Spaß gemacht!

Jül-3112
September 1995
ISSN 0944-2952